PRÄZISIONSBESTIMMUNGEN DES EMISSIONSGRADES UND DER STRAHLDICHTE AM NIEDERSTROM - KOHLEBOGEN

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Hans Magdeburg

aus Weimar

1966

Druck:
ERNST-REUTER-GESELLSCHAFT
der Förderer und Freunde der Freien Universität Berlin e.V.
DISSERTATIONS-DRUCKSTELLE
1 Berlin 33, Garystr. 45

PRÄZISIONSBESTIMMUNGEN DES EMISSIONSGRADES UND DER STRAHLDICHTE AM NIEDERSTROM - KOHLEBOGEN

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Freien Universität Berlin

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

vorgelegt von

Hans Magdeburg

aus Weimar

Berichter: Prof. Dr. D. Hahn

Prof. Dr. W. Stein

Tag der mündlichen Prüfung: 9.2.1966

Tag der Promotion: 8. JUNI 1966

Inhaltsverzeichnis

	Seite
A. Problemstellung	1
B. Meßgrößen und Prinzip der Messung	7
C. Elektrodenmaterial	9
D. Bestimmung des spektralen Emissionsgrades $\varepsilon(\lambda_o)$ bei $\lambda_o = 1{,}06\ \mu m$	13
1. Messung des spektralen Reflexionsgrades der kalten Anode in der Ulbrichtschen Kugel	15
2. Messung des spektralen Reflexionsgrades der heißen Anode mit einem Laser	17
E. Bestimmung der spektralen Strahldichte	22
1. Herstellung eines Schwarzen Körpers hoher Temperatur	22
2. Anschluß des Schwarzen Körpers an den Platinpunkt	27
3. Der Strahldichtevergleich	30
4. Der Anteil des Kontinuums vom Bogenplasma	34
5. Oberflächentemperatur des positiven Kraters in Abhängigkeit von der Stromstärke	36
6. Einfluß des Luftdrucks	36
F. Ergebnisse	
1. Spektraler Emissionsgrad	39
2. Oberflächentemperatur	41
3. Spektrale Strahldichte	44
G. Der Niederstrom-Kohlebogen und die Internationale Temperaturskale	49
H. Betrieb des Niederstrom-Kohlebogens	53
Zusammenfassung	56
Tabellen	57
Literaturverzeichnis	66

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546527_0034

A. Problemstellung

Die Bestimmung von Strahlungsgrößen sowie Temperaturen von Temperaturstrahlern im Gebiet oberhalb von ungefähr 1000 ^{o} geschieht in den meisten Fällen mit Hilfe von Strahlungsnormalen. Das sind Strahler, die unter definierten Betriebsbedingungen Strahlung mit bekannter, reproduzierbarer Intensität und spektraler Verteilung aussenden. Bei der Unterteilung in primäre und sekundäre Strahlungsnormale versteht man unter ersteren Strahler, die weitgehend materialunabhängig sind und keine individuellen Eigenschaften besitzen. Im allgemeinen werden sie durch Hohlraumstrahler realisiert, welche den Bedingungen des Schwarzen Körpers genügen und an die Fixpunkte der thermodynamischen Temperaturskale angeschlossen sind. Die Strahlungsgrößen von sekundären Strahlungsnormalen, wie z.B. von Wolfram-Bandlampen, gelten stets nur für ein Individuum und müssen für dieses gesondert bestimmt werden. Als Übergang zwischen diesen beiden Arten gibt es Strahlungsnormale, deren Strahlungseigenschaften von gewissen Bauvorschriften abhängen, jedoch für eine ganze Klasse von Strahlern der gleichen Bauart identisch sind.

Ein typischer Vertreter dieser Art ist der Niederstrom-Kohlebogen. Er besteht aus zwei Kohleelektroden, zwischen denen sich in Luft eine Bogenentladung ausbildet, durch welche die Elektroden hoch erhitzt werden. Wesentlich und zur Unterscheidung von Hochstrom-Kohlebogen wichtig ist dabei, daß die Kohleelektroden im festen Zustand verbleiben und nicht verdampfen [1,S.3 f] . Der Kohleverbrauch entsteht lediglich durch chemischen Abbrand [2] . Bei Gleichstrombetrieb emittiert die zu einer Spitze geformte Kathode thermisch Elektronen, die zur Anode wandern und diese durch Aufprall erhitzen. Die Elektronen werden im Anodenraum (Länge ungefähr 0,1 mm) durch den Anodenfall von ungefähr 30 V stark beschleu-

nigt und erzeugen hier Ionen aus Bestandteilen der Luft, die zur Kathode wandern und diese erhitzen. Die niedrigere Temperatur der Kathode (3200 bis 3600 ^{o} K) gegenüber der Anode (3800 bis 4000 ^{o} K) erklärt sich durch die Abkühlung infolge der Elektronenemission. Im Bogenplasma herrscht, bedingt durch den hohen Druck, thermodynamisches Gleichgewicht zwischen Elektronen, Ionen, Atomen und Molekülen [1, S.3 f.] . Die Ionen werden in den kälteren Teilen der Säule hauptsächlich aus NO-Molekülen gebildet, da diese den niedrigsten Ionisierungsgrad besitzen, während in den heißeren Teilen zunehmend Sauerstoff und Stickstoffionen existieren [1 (S.190), 3,4] . Da reiner Kohlenstoff auch bei hohen Temperaturen keine positiven Ionen emittiert, und die Ionen erst im Anodenraum erzeugt werden, herrscht an dieser Stelle kein thermisches Gleichgewicht, sondern überwiegende Wärmeleitung durch Elektronen [1,S.4] . Enthält die Anode Beimengungen von fremden Elementen, die zur Ionenbildung fähig sind, so ändert sich dieser Zustand etwas und es zeigt sich eine Verkleinerung des Anodenfalls. Dadurch bedingt ergibt sich eine Verringung der Anodentemperatur, was später durch den Vergleich der Oberflächentemperaturen der beiden Kohletypen RW II und Noris H bestätigt werden wird.

Die für die Verwendung als Strahlungsnormal wichtigste Eigenschaft ist die Ausbildung einer konstanten Stromdichte von ungefähr 40 A/cm^2 auf der Anodenfläche. Wird die Stromstärke des Niederstrom-Kohlebogens allmählich erhöht, so wächst bei sinkender Bogenspannung (fallende Charakteristik) der Brennfleck auf der Anode, bis deren Stirnfläche voll bedeckt ist. Dann greift entweder der Brennfleck auf die Mantelfläche über (seltener Fall) oder es beginnt das "Zischen", der Übergang zur physikalisch anderen Form des Hochstrom-Kohlebogens, der mit dem Einsetzen der Verdampfung des

Anodenmaterials verbunden ist. Infolge der konstanten Stromdichte ist die Energieübertragung pro Flächenelement des Brennflecks der Anode konstant. Die Temperatur erhöht sich mit der Stromstärke, da mit dem Wachsen des Brennflecks die Wärmeableitung zu den kälteren Teilen der Anode im Verhältnis zur Fläche kleiner wird. Jedoch ist die Temperaturerhöhung so geringfügig, daß zur Kontrolle der Stromstärke ein relativ grobes Meßinstrument genügt.

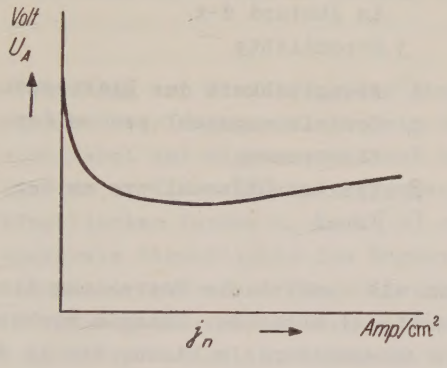


Bild 1. Anodenfall in Abhängigkeit von der Anodenstromdichte. (aus [1,S.183])

Unter Verwendung der Anodenfalltheorie von Finkelnburg und Heinzmann [1,S.177 f.] sowie der Stationaritätsbedingung von Bogenentladungen [5] hat Schluge [1,S.182 f.] aus den Gleichungen (1) bis (3) den Anodenfall in Abhängigkeit von der Stromdichte berechnet und ein Minimum für eine bestimmte Stromdichte gefunden, wodurch deren Konstanz energetisch begründet wird (Bild 1).

$$U(x) = U_a \left(1 - \frac{x}{d}\right)^4 \qquad (1)$$

$$d^3 = \frac{12 \bar{b} \cdot U_a}{\pi \cdot j} \qquad (2)$$

$$\alpha = \beta e^{(\alpha - \beta) d} \qquad (3)$$

Bezeichnungen:
- d Länge des Anodenfallgebietes
- U_a Anodenfall
- U_x Spannung gegenüber der Anode im Abstand $d-x$
- j Stromdichte
- $\bar{b}$ Beweglichkeit der Elektronen
- α Ionisierungszahl pro cm der Elektronen
- β Ionisierungszahl pro cm der Ionen

Vermutlich kommt als zusätzliche Begrenzung die bei höherer Stromdichte einsetzende, Energie verbrauchende Verdampfung des Anodenmaterials hinzu, die in der Theorie von Schluge nicht berücksichtigt ist.

Die Strahlungsquelle des Niederstrom-Kohlebogens ist der Brennfleck auf der Stirnfläche der Anode, der sogenannte "positive Krater", welcher sich zu einer fast planen Fläche ausbildet. Bei horizontaler Anordnung der Anode steht die Kathode vertikal oder leicht geneigt. Für Wellenlängen größer als 0,6 µm ist nur die Oberflächenstrahlung des Kraters wirksam, während sie bei kürzeren Wellenlängen von der Strahlung des vorgelagerten Plasmas überlagert wird. Beim Vergleich mit anderen Strahlungsnormalen zeichnet sich der Niederstrom-Kohlebogen dadurch aus, daß der positive Krater bei hohem Emissionsgrad eine Oberflächentemperatur besitzt, die mit einem anderen Oberflächen-oder Hohlraumstrahler nicht erreichbar ist. Zu dieser Eigenschaft,

die einen günstigen Spektralverlauf bis zum nahen UV zur Folge hat, kommt der Umstand, daß der Bogen frei in Luft brennt und daher ohne Fenster im UR verwendet werden kann. Diese beiden Eigenschaften, höchste Temperatur eines Festkörperstrahlers und Verwendungsfähigkeit im UR, zu denen noch der Vorteil der leichten Aufstellung und Handhabung hinzukommt, bedingen die Hauptanwendungsgebiete. Diese sind neben der spektralen Kalibrierung von Strahlern, Spektralgeräten und Empfängern aller Art vor allem die Untersuchung von Temperaturen, Elektronendichten, Übergangswahrscheinlichkeiten und anderen Größen im Bereich der Plasmaphysik.

Der erste Vorschlag zur Einführung des Niederstrom-Kohlebogens als Strahlungsnormal stammte von Mc Pherson [6], der sich dabei auf eigene sowie auf Arbeiten von Chaney, Hamister u. Glass [7] und Krygsman [8] stützte. 1952 veröffentlichten Packer u. Lock [9] einen Bericht über die spektrale Strahldichte des Bogens, die sie mit einem Monochromator bekannter Durchlässigkeit und einem gegen ein Strahlungsthermoelement kalibrierten Photovervielfacher gemessen hatten. Kurz darauf folgte Euler mit mehreren Publikationen[10,11,12]über sehr eingehende Untersuchungen der Temperatur, des spektralen Emissionsgrades, der spektralen Strahldichte und anderer Eigenschaften des Niederstrom-Kohlebogens. Dabei war der spektrale Emissionsgrad aus Reflexionsmessungen mit einem elliptischen Spiegel und die spektrale Strahldichte durch Vergleich mit der Strahlung einer kalibrierten Wolfram-Bandlampe sowie dem UV-Normal nach Rössler [13] erhalten worden. Nachdem seit dieser Zeit bei der Verwendung des Kohlebogens als Strahlungsnormal vorwiegend die Werte von Euler benutzt wurden, erschienen 1962 zwei Arbeiten von Null u. Lozier [14] sowie von Mehltretter [15], deren Ergebnisse stark von denen Eulers abwichen, dafür aber eine bessere Übereinstimmung mit den Daten von Packer u. Lock zeigten. Die Untersuchungen von Null u. Lozier bestanden aus einer Messung der spek-

tralen Strahldichte durch Vergleich mit einer Wolfram-Bandlampe sowie einer Bestimmung des spektralen Emissionsgrades aus Reflexionsmessungen mit elliptischen Spiegeln [16]. Mehltretter erhielt die spektrale Strahldichte für eine Kohlekombination bei einer Stromstärke durch Vergleich mit der Strahlung eines Schwarzen Körpers.

Ein kritischer Vergleich der vorhandenen Literatur zeigt, daß das Resultat der bisherigen Untersuchungen, gemessen an den derzeitigen Anforderungen an das Strahlungsnormal, nicht befriedigend ist: Bei der spektralen Strahldichte, die das Hauptziel der zitierten Arbeiten war, bestehen starke Abweichungen zwischen Euler, der die umfassendsten Untersuchungen durchführte, und der Mehrzahl der neueren Arbeiten. Packer u. Lock, Mehltretter und andere Autoren [17-20] berücksichtigten den Einfluß der Stromstärke sowie anderer Parameter zu wenig, bzw. behandelten nur beschränkte Spektralgebiete. Alle Autoren mit Ausnahme von Mehltretter, der mit einem an den Au-Punkt angeschlossenen Schwarzen Körper arbeitete, benutzten für die Strahldichtemessungen nur Sekundärnormale bzw. kalibrierte Empfänger. Die Genauigkeit wird jedoch wesentlich erhöht beim direkten Strahldichtevergleich mit einem Schwarzen Körper, der an einen Fixpunkt hoher Temperatur wie den Pt-Punkt angeschlossen ist (vergl.Kap. E 1). Der spektrale Emissionsgrad des positiven Kraters, die optische Größe, die einen Temperaturstrahler am besten charakterisiert und zur Bestimmung der Oberflächentemperatur notwendig ist, wurde außer von Euler nur von Null u. Lozier gemessen, wobei jedoch die beiden Ergebnisse eine noch stärkere Abweichung voneinander zeigen als die spektralen Strahldichten (Bild 18). In beiden Arbeiten wurde der Emissionsgrad aus Reflexionsmessungen ermittelt, wobei mit Hilfe von elliptischen Spiegeln die Strahlung eines Hochstromkohlebogens auf den positiven Krater gelenkt und der reflektierte Anteil durch Vergleich mit einem Reflexionsnormal gemessen wurde. Da in beiden Fällen Angaben für eine gleiche Kohlesorte (RW II) gemacht wurden, kann die Ursache der Abweichungen nur in der Meßmethode gesucht

werden. Es wird vermutet, daß bei der Verwendung der elliptischen Spiegel, die nicht die gesamte in den Halbraum reflektierte Strahlung erfaßten, die räumliche Charakteristik ungenügend berücksichtigt wurde. Außerdem ist anzunehmen, daß die Intensität der als Hilfsstrahler verwendeten Hochstromkohlebögen zu gering war, um sich genügend über das Niveau der Eigenstrahlung des sehr hellen positiven Kraters des Niederstrom-Kohlebogens zu heben (vergl. d. Betrachtung in Kap. D 2). Im ultrarotem Spektralbereich existieren für Wellenlängen größer als 1,8 /um nur wenige Meßergebnisse (vergl. Null u. Lozier [14]).

Ziel der vorliegenden Arbeit ist nunmehr:

1. Bestimmung des spektralen Emissionsgrades des positiven Kraters nach einer Meßmethode, welche die bisherigen vermuteten Fehler ausschließt.
2. Messung der spektralen Strahldichte mit fundamentalen Meßmethoden und hoher Präzision, d.h. durch direkten Anschluß an den Platinpunkt und Strahldichtevergleich mit einem Schwarzen Körper hoher Temperatur.
3. Erweiterung des Spektralbereichs zum UR.

B. Meßgrößen und Prinzip der Messung

Nach dem Kirchhoff-Planckschen Gesetz ist die spektrale Strahldichte eines Temperaturstrahlers gleich

$$L_{e\lambda} = \varepsilon(\lambda)\, 2c_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} \qquad (4)$$

$\varepsilon(\lambda)$: spektraler Emissionsgrad
T : Oberflächentemperatur
λ : Wellenlänge
c_1, c_2: Konstanten

Beim positiven Krater des Niederstrom-Kohlebogens wird

die spektrale Strahldichte für Wellenlängen größer als 0,6 µm durch Gleichung (4) beschrieben. Darüberhinaus kommt bei kürzeren Wellenlängen noch ein Strahlungsanteil, bestehend aus Kontinuum, Banden und Linien hinzu, der von dem der Anode vorgelagerten Bogenplasma herrührt. Bei der Messung der Strahldichte wurde nur das Kontinuum dieses Strahlungsanteils berücksichtigt; Banden und Linien wurden ausgelassen, jedoch in ihrer Lage angegeben (Tab. 1). Die Oberflächentemperatur T des Kraters ist geringfügig von der Stromstärke des Kohlebogens abhängig. Der spektrale Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$ hingegen ändert sich so wenig mit der Temperatur, daß er für den heißen Krater als temperatur- und damit stromstärkeunabhängig behandelt werden kann. Zur Ermittlung der Werte $\varepsilon(\lambda)$, T und L unter definierten Bedingungen ist die Bestimmung folgender Nebengrößen notwendig: Geometrie der Elektroden, optimale elektrische Daten, Abhängigkeit des Emissionsgrades vom Emissionswinkel, Polarisationsgrad der Strahlung und Verteilung der Temperatur auf der Oberfläche des positiven Kraters.

Gleichung(4)läßt sich umformen zu

$$T = \frac{M\, c_2}{\lambda \cdot \log\left(\frac{\varepsilon(\lambda) 2 c_1}{L_{e\lambda} \cdot \lambda^5} + 1\right)} \quad , \text{ bzw.} \qquad (5)$$

$$\varepsilon(\lambda) = \frac{L_{e\lambda}\left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1\right) \cdot \lambda^5}{2 c_1} \qquad (6)$$

Für undurchlässige Körper gilt die Beziehung

$$\alpha(\lambda) + \rho(\lambda) = 1 \quad \text{mit} \qquad (7)$$

$$\alpha(\lambda) = \varepsilon(\lambda)$$

$\alpha(\lambda)$: spektraler Absorptionsgrad
$\rho(\lambda)$: spektraler Reflexionsgrad

Zur Bestimmung des spektralen Emissionsgrades $\varepsilon(\lambda)$ des positiven Kraters im Spektralbereich 0,25 bis 10,0 µm, sowie der spektralen Strahldichte $L_{e\lambda}$ und der Oberflächentemperatur T wurde zunächst bei einer Wellenlänge λ_o der spektrale Reflexionsgrad $\rho(\lambda_o)$ gemessen und daraus nach (7) der spektrale Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda_o)$ berechnet. Dabei war darauf zu achten, daß λ in einem Bereich lag, in dem der Einfluß des vorgelagerten Bogenplasmas zu vernachlässigen war. Durch Vergleich mit der Strahlung eines Schwarzen Körpers bekannter Temperatur wurde im Anschluß daran die spektrale Strahldichte $L_{e\lambda}$ des positiven Kraters bei einer vorgegebenen Stromstärke i im Spektralbereich 0,25 bis 10,0 µm gemessen. Durch Einsetzen von $\varepsilon(\lambda_o)$ und $L_{e\lambda}$ an der Stelle λ_o in (5) wurde die Oberflächentemperatur T bei der Stromstärke i berechnet. Einsetzen von T und $L_{e\lambda}$ für alle Wellenlängen in (6) ergab den spektralen Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$ für den Spektralbereich oberhalb von 0,6 µm. Für den kurzwelligen Bereich mußte zusätzlich noch der Anteil des Plasmakontinuums erfaßt werden, um den Emissionsgrad des Kraters zu erhalten.

Die Änderung der Temperatur des Kraters in Abhängigkeit von der Stromstärke war zwar gering, mußte jedoch zur Vervollständigung der Informationen bekannt sein. Sie wurde über eine Messung der Änderung der Strahldichte bei einer Wellenlänge bestimmt. Da die Temperatur bei einer Stromstärke bekannt war, konnte daraus die Temperatur als Funktion der Stromstärke berechnet werden.

C. Elektrodenmaterial

Nach Finkelnburg [1,S.22] unterteilt man auf Grund der Fertigung und Struktur das Elektrodenmaterial in Ruß-, Koks- und Graphitkohlen, die sich nach außen durch ihren spezifischen Widerstand und die Form der Stromstärkeabhängigkeit ihrer Temperatur im Bogenbetrieb [1,S.62]

unterscheiden. Für die Untersuchungen wurden nach dem Gesichtspunkt der besten Reproduzierbarkeit und zeitlichen Konstanz aus der Menge der bisher in der Literatur beschriebenen Typen zwei Kohlekombinationen ausgewählt:

1. Anode RW II, Ø 6,35 mm, Kathode Noris D, Ø 7 mm
2. Anode Noris H, Ø 6 mm, Kathode Noris D, Ø 7 mm.

RW II und Noris H sind Rußkohlen mit einem spezifischen Widerstand von 0,0068 Ωcm bzw. 0,010 Ωcm. Während RW II eine Spektralkohle mit geringem Bor-Zusatz ist, handelt es sich bei Noris H um eine Projektionskohle mit kleinen Beimengungen mehrerer Fremdelemente. Noris D besteht aus dem gleichen Material wie Noris H, enthält aber zusätzlich einen Docht aus Kohlenstoff mit einigen Alkalien und Silizium von der Dicke des Brennflecks auf der Kathode, wodurch ein besonders ruhiger Bogenansatz und Bogen gewährleistet wird. Dabei wurde zur Erreichung der besseren zeitlichen Konstanz gegenüber einer Kombination von spektralreinen Kohlen bewußt die stärkere Störung des Spektrums durch die Linien der Fremdelemente in Kauf genommen. Allerdings muß dabei beachtet werden, daß sich diese zusätzlichen Störungen nur im Spektrum unterhalb der Wellenlänge 0,3 µm bemerkbar machten, weil CN-und SWAN-Banden durch Kohlenstoff verursacht werden. Da die spektrale Strahldichte nur für den positiven Krater und das Bogenkontinuum bestimmt werden sollte, mußte Ort und Einfluß der Linien und Banden des Bogenplasmas festgestellt werden. Mit Hilfe von Schreiberaufzeichnungen und photographischen Spektrogrammen wurde das Spektrum des Kohlebogens aufgenommen, wobei die gleiche Abbildungsgeometrie verwendet wurde wie bei den Strahldichtemessungen. Es stellte sich dabei heraus, daß das Spektrum für beide Kohlekombinationen praktisch identisch war, da das Linienspektrum im wesentlichen durch die Beimengungen der Kathode verursacht wurde.

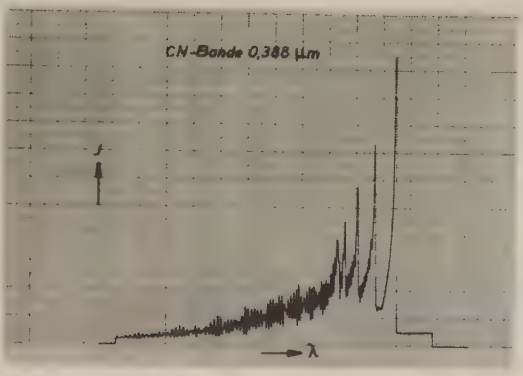


Bild 2. Spektrum des Niederstrom-Kohlebogens, Cyan-Bande.

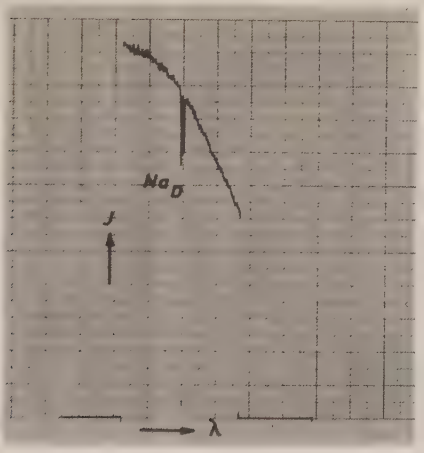


Bild 3. Spektrum des Niederstrom-Kohlebogens, Linienumkehr von Na_D.

Tabelle 1 gibt eine vollständige Aufstellung der gefundenen Linien und Banden wieder, wobei zu berücksichtigen ist, daß nur die Linien und Banden angeführt wurden, die sich meßbar aus dem kontinuierlichen Spektrum heraushoben, also bei der Messung der Strahldichte von Einfluß sein konnten. Im UR wurden weder Linien noch Banden gefunden. Im sichtbaren Spektralbereich konnten außer den Na_D-Linien nur SWAN-Banden [21,22] und CN-Banden [23]registriert werden (Bild 2). Die Na_D-Linien erschienen als Umkehrlinien (Bild 3), woraus zu schließen ist, daß sich Na-Dampf vorwiegend in der dem Bogenplasma vorgelagerten relativ kalten Flamme befand und die Kraterstrahlung absorbierte. Linien von Fremdelementen konnten bei einer "Side on - Messung" im Bogenplasma im sichtbaren Spektralbereich festgestellt werden, wobei jedoch ihre Intensität weit geringer war, als die der Kraterstrahlung. Im nahen UV wurden wiederum die bekannten CN-Banden gefunden, während unterhalb von 0,3 µm nur noch Linien von Kohlenstoff und Fremdelementen auftraten. In Tabelle 1 ist ein ungefähres Maß für das Verhältnis der Intensität der Linien und Banden zum kontinuierlichen Spektrum der Bogenlampe angegeben. Eine genauere Angabe wäre nicht sinnvoll, da die Linienhöhe von der spektralen Breite des verwendeten Spektralgerätes abhängt. Zur Bestimmung der angegebenen Intensitäten wurde ein Doppelmonochromator mit Flint- bzw. Quarzglasprismen benutzt. Die Kohlen wurden in 90 ^{o} Brennstellung betrieben, wobei als Spannungsquelle eine 120 V Batterie diente und die Spannung zwischen den Kohlen ungefähr 70 V betrug. Die Höhe der Kathode wurde so eingestellt, daß die Richtung der Flächennormale des positiven Kraters mit der Achsenrichtung der Anodenkohle übereinstimmte (Bild 4).

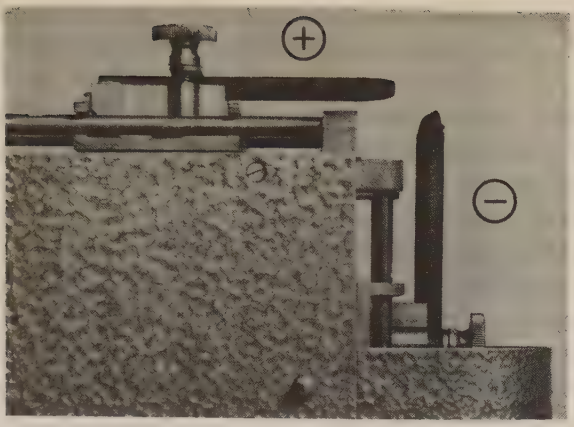


Bild 4. Kohlestellung und Richtung des positiven Kraters.

D. Bestimmung des spektralen Emissionsgrades $\varepsilon(\lambda_o)$ bei $\lambda_o = 1{,}06\ \mu m$

Vorbedingung für diese Messung war die Kenntnis der Abhängigkeit des Emissionsgrades des positiven Kraters vom Emissionswinkel. Zur Ermittlung der Winkelabhängigkeit wurde die Bogenlampe auf einen Drehtisch in der Horizontalebene gedreht, wobei die Mitte der Kraterfläche in der Drehachse lag und vergrößert auf einer kleinen Blende abgebildet wurde, hinter der sich ein Photoelement mit einer maximalen spektralen Empfindlichkeit bei 0,8 µm befand. Wie aus Bild 5 zu ersehen ist, bleibt der Emissionsgrad bis zu etwa 20 ^{o} von der Flächennormale aus gerechnet konstant und fällt dann langsam zu größeren Winkeln hin ab.

Für die Bestimmung des spektralen Emissionsgrades von rauhen, nicht polarisierenden Flächen gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten: Die direkte Bestimmung geschieht durch Vergleich der Oberflächenstrahlung mit der Strahlung eines Schwarzen Körpers gleicher Temperatur. Diese Temperaturgleichheit kann nur ermöglicht werden, wenn

Schwarzer Körper und Oberfläche eine Einheit aus gleichem Material bilden. (vergl. z.B. [24]). Bei Kohle wäre es denkbar, ein Rohr mit einer seitlichen Bohrung zu versehen und zu glühen. Dann tritt aus der Bohrung Schwarze Strahlung heraus, während der Rohrmantel Oberflächenstrahlung aussendet. Die Temperatur im Rohrinnern wird jedoch stets höher sein als außen, sodaß die Messung fehlerhaft wird. Gegen die Methode spricht außerdem die in Voruntersuchungen gemachte Erfahrung, daß bei Kohle der Emissionsgrad nicht nur von der Zusammensetzung, sondern auch von der Beschaffenheit der Oberfläche abhängt. Deshalb bleibt für die Ermittlung des Emissionsgrades nur die zweite Möglichkeit über die Messung des Reflexionsgrades und die Umrechnung über Gleichung (7), wobei stets nur mit einem im normalen Bogenbetrieb ausgebildeten Krater gearbeitet werden darf. Infolge des hohen Emissionsgrades der Kohle ergibt dessen Bestimmung aus dem Reflexionsgrad nach Gleichung (7) sehr genaue Werte. Wenn man einmal für eine Überschlagsrechnung einsetzt

$$\rho = 0{,}1, \quad \varepsilon = 0{,}9$$

und den Reflexionsgrad mit einem relativen Fehler von 1 % behaftet, so zeigt es sich, daß der relative Fehler des Emissionsgrades nur ungefähr 0,1 % beträgt.

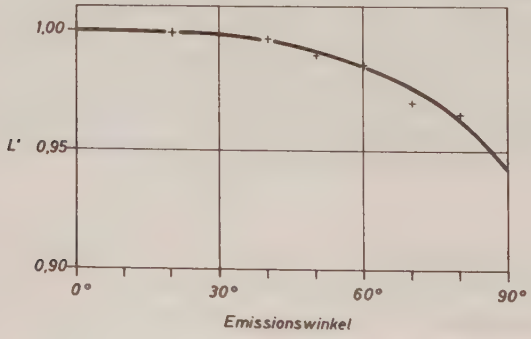


Bild 5. Winkelabhängigkeit der relativen Strahldichte

1. Messung des spektralen Reflexionsgrades der kalten Anode in der Ulbrichtschen Kugel

Zur Berechnung des spektralen Emissionsgrades $\varepsilon(\lambda)$ für Ausstrahlung in Richtung der Flächennormale nach Gleichung (7) muß der Reflexionsgrad

$$\rho(\lambda) = \frac{\Phi_r(\lambda)}{\Phi(\lambda)} \tag{8}$$

bekannt sein, wobei $\Phi(\lambda)$ der spektrale Strahlungsfluß ist, der von einer fremden Lichtquelle senkrecht auf die Fläche des positiven Kraters gestrahlt wird, während $\Phi_r(\lambda)$ der spektrale Strahlungsfluß ist, der nach diffuser Reflexion vom Krater in den Halbraum zurückgestrahlt wird. Da die in den Halbraum gesendete Strahlung nur schwer quantitativ zu erfassen ist, wird es günstiger, unter Berücksichtigung des Helmholtzschen Satzes von der Umkehrbarkeit der Lichtwege homogene Strahlung aus dem Halbraum einfallen zu lassen und den in Richtung der Kraternormale reflektierten Anteil zu messen.

Fällt im ersten Fall auf das Flächenelement df einer Probe, deren Reflexionsgrad gemessen werden soll, im Raumwinkel $d\omega$ der Strahlungsfluß

$$d^2\Phi = L\,df\,d\omega \tag{9}$$

wobei L die Strahldichte der fremden Lichtquelle ist, so wird der Strahlungsfluß

$$d^2\Phi_r = \rho L\,df\,d\omega \tag{10}$$

in den Halbraum reflektiert. Wird dagegen die Probenfläche von einer homogenen, den Halbraum ausfüllenden großflächigen Lichtquelle mit der Strahldichte L bestrahlt, so beträgt der in Normalenrichtung im Raumwinkel $d\omega$ reflektierte Strahlungsfluß

$$d^2\Phi' = L'\,df\,d\omega \tag{11}$$

wobei L' die Strahldichte der bestrahlten Probe ist.

Nach dem Helmholtzschen Satz ist

$$\rho L\,df\,d\omega = L'\,df\,d\omega \qquad (12)$$

und damit

$$\rho = \frac{L'}{L} \qquad (13)$$

der Quotient aus den Strahldichten der Probenfläche und der großflächigen Fremdlichtquelle. Letztere wird nach Tingwaldt [25] durch eine von einer Glühlampe homogen ausgeleuchtete Ulbrichtsche Kugel realisiert, in deren Mitte die zu untersuchende Probe angeordnet ist.

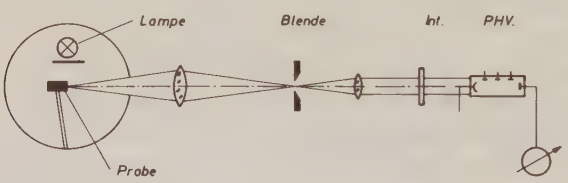


Bild 6. Messung des spektralen Reflexionsgrades der kalten Anode in der Ulbrichtschen Kugel, Prinzipskizze.

Die Messung in einer Ulbrichtschen Kugel war der bisher geübten Methode mit elliptischen Spiegeln [10,16] vorzuziehen, da die gesamte in den Halbraum reflektierte Strahlung erfaßt und die Winkelcharakteristik eliminiert werden sollte. Darüberhinaus konnte dabei auf die Notwendigkeit eines Reflexionsnormals verzichtet werden, das eine zusätzliche Fehlerquelle dargestellt hätte. Es wäre jedoch unzweckmäßig gewesen, die ganze Bogenlampe in eine Ulbrichtsche Kugel zu stellen, da hierdurch die geometrischen Verhältnisse gestört worden wären. Deshalb wurde in der Kugel lediglich der Reflexionsgrad der kalten Kohle an einem Stück Anode mit einem im normalen Bogenbetrieb ausgebildeten Krater gemessen. Zur Erhöhung der Genauigkeit wurden von beiden Kohlesorten (RW II und Noris H)

mehrere Exemplare genommen. Durch eine kleine Öffnung in der Kugelwand hindurch wurde der positive Krater der Kohleprobe auf einer Blende abgebildet, hinter der sich ein Photovervielfacher mit einem vorgesetzten Interferenzfilter bei der Wellenlänge λ_o = 1,06 µm befand (Bild 6). Abwechselnd wurde die Strahldichte der Kraterfläche und nach Entfernung derselben aus der Kugelmitte die Strahldichte der Kugelinnenwand gemessen, wobei die Verschiebung der Kohleprobe keinen meßbaren Einfluß auf die Ausleuchtung der Kugel hatte. Der spektrale Reflexionsgrad der kalten Kraterfläche $\rho_K(\lambda_o)$ für λ_o = 1,06 µm wurde durch die Bildung des Quotienten $\rho_K(\lambda_o)$ = Strahldichte der Kraterfläche/Strahldichte der Kugelwand erhalten. Die Ulbrichtsche Kugel hatte einen Durchmesser von 40 cm, die seitliche Beobachtungsöffnung einen Durchmesser von 1 cm. Die Linearität des Photovervielfachers (Type Valvo 150 CVP) war vor der Messung geprüft worden.

2. Messung des spektralen Reflexionsgrades der heißen Anode mit einem Laser

Zur Bestimmung des Reflexionsgrades der heißen Anode genügte es, die Änderung des Reflexionsgrades nach dem Anzünden der Bogenlampe zu messen, wobei auf den Aufbau in der Ulbrichtschen Kugel verzichtet werden konnte. Da die Winkelverteilung des Emissionsgrades bekannt war, konnte ein optischer Aufbau erstellt werden, bei dem das vom positiven Krater reflektierte Licht einer fremden Lichtquelle gemessen wurde, ohne daß sich dabei die Geometrie der Anordnung meßbar änderte, wenn die Bogenlampe ein- und ausgeschaltet wurde. Eine mit diesem Aufbau gemessene Änderung des Reflexionsgrades konnte ihre Ursache nur in der Temperaturänderung des Kraters haben.

Bei der Auswahl der fremden Lichtquelle war zu berücksichtigen, daß der heiße Krater des Niederstrom-Kohlebogens eine sehr hohe Strahldichte besitzt. Betrachtet man für eine grobe Abschätzung den Fall, daß eine Licht-

quelle über eine Linse mit dem Öffnungsverhältnis 1:1 im Abbildungsmaßstab 1:1 auf dem positiven Krater abgebildet wird, und ordnet der Kohle einen Reflexionsgrad von 0,15 zu, so müßte die Strahldichte der Lichtquelle das 210-fache der Strahldichte des Kraters betragen, wenn das reflektierte Signal von der gleichen Größenordnung sein soll, wie die Eigenstrahlung des Kraters. Die Ursache hierfür liegt darin, daß einmal selbst bei einem Öffnungsverhältnis 1:1 nur ein kleiner Teil der Strahlung der Lichtquelle auf den Krater gelenkt wird und daß zum anderen dieses Licht von der Kohle stark geschwächt in den gesamten Halbraum verteilt wird. Derartige Strahldichten lassen sich nicht mit Beck- oder Xenonbogenlampen erreichen, wohl aber mit einem Laser, der zudem noch das Licht scharf gebündelt emittiert, sodaß keine Energieverluste durch die Abbildung entstehen.

Bei der vorliegenden Arbeit waren von der fremden Lichtquelle drei Forderungen zu erfüllen: hohe Strahldichte, günstiger Spektralbereich und Signal mit definierter Amplitude. Diese Bedingungen werden am besten von einem Neodym-Glas-Laser befriedigt, der ein Spektrum von mehreren Linien innerhalb des Wellenlängenintervalls von 1,061 bis 1,062 µm emittiert [26]. Als 4-Niveau-Laser besitzt er eine relativ kleine Schwellwertenergie, was zur Folge hat, daß die Emission nicht nach jedem Spike fast auf Null sinkt, wie es bei einem Laser mit hoher Schwellwertenergie (Rubin) der Fall ist. Die zeitliche Auflösung einer Emission auf dem Oszillographenschirm ergibt eine Glockenkurve von der Länge der Entladung der anregenden Xenonblitzlampe, auf der die Spikes überlagert sind (Bild 7). Diese Spikes wurden mit einem Tiefpass elektrisch herausgefiltert, sodaß eine glatte Glockenkurve mit einer Länge von ungefähr 1 ms entstand.

Bei der Bestimmung der Reflexionsgradänderung des positiven Kraters wurde ein zylinderförmiger Laserstab mit den Abmessungen 50 mm x 5 mm Ø verwendet, der mit einer ge-

wendelten Xenonentladungslampe angeregt wurde und in seiner Lage genau justiert werden konnte. Die elektrische Versorgung bestand im wesentlichen aus einer Kondensatorenbatterie von 480 µF, die in einer Zeit von ungefähr 5 min über ein Gleichspannungsnetzgerät mit einer Spannung von 2,5 KV aufgeladen wurde. Der mechanische und elektrische Aufbau wurde speziell für den vorliegenden Zweck angefertigt.

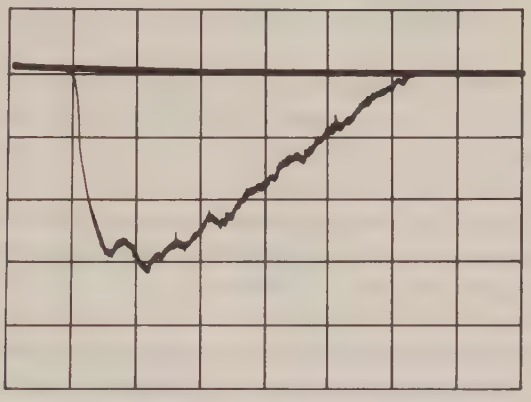


Bild 7. Emission des Nd-Lasers, zeitlich aufgelöst.
1 Rastereinheit = 0,3 ms.

Bei der Auswahl der Meßmethode mußte berücksichtigt werden, daß sowohl Zeitdauer als auch Amplitude jedes ausgesonderten Signals verschieden sein würde. Die Änderung des Reflexionsgrades des Kraters sollte dabei aber mit höchstmöglicher Präzision bestimmt werden. Als beste Möglichkeit bot sich eine Differenzmethode an, deren Meßaufbau aus Bild 8 zu ersehen ist, auf dem Linsen und elektrische Tiefpässe aus Gründen der Übersichtlichkeit nicht eingezeichnet sind.

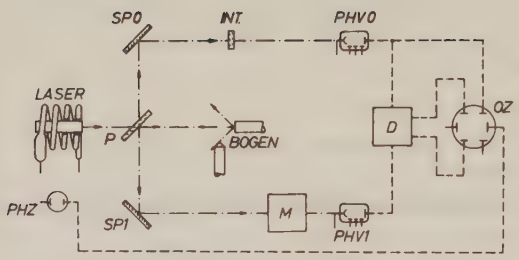


Bild 8. Aufbau zur Messung der Änderung des Reflexionsgrades mit einem Laser nach dem Anzünden der Bogenlampe.

Der Laser strahlt durch eine planparallele Glasplatte P auf den positiven Krater des Kohlebogens, Der senkrecht reflektierte Anteil der Strahlung wird von der Glasplatte P im rechten Winkel abgelenkt und fällt über einen Planspiegel SP 1 und einen Prismen-Einfachmonochromator M auf den Photovervielfacher PHV 1. Ein Referenzstrahl wird direkt von der Glasplatte P nach der anderen Seite abgelenkt und fällt über den Planspiegel SPO und ein Interferenzfilter Int auf den Photovervielfacher PHVO. Die Spannungen, die an den Arbeitswiderständen der Photovervielfacher abfallen, werden mit dem Zweistrahloszillographen gemessen. Der untere Strahl zeichnet die dem Referenzstrahl zugeordnete Spannung U_o des Empfängers PHVO. Der obere Strahl zeichnet die Spannungsdifferenz $U_o - U_1$ der beiden Empfänger unter Benutzung des Differentialverstärkers D. Der Oszillograph wird mit der Photozelle PHZ von der Xenonlampe aus getriggert.

Aus dem Meßaufbau ist zu ersehen, daß die Änderung der Spannung U_1 proportional zur Änderung des Reflexionsgrades des positiven Kraters des Kohlebogens erfolgte. Zwar wurde eine Änderung der Laserintensität hierbei ebenfalls registriert, doch konnte diese bei der Auswertung eliminiert werden, da sie über die Spannung U_o gemessen wurde. Beim Ein- und Ausschalten der Bogenlampe mußte darauf geachtet werden, daß die Neigung des Kraters den in Bild 5 vorgegebenen Winkel nicht überschritt. Die spektrale Breite des Monochromators M betrug 20 Å . Die (Gleichlicht-) Eigenstrahlung des Kohlebogen-Kraters, die ungefähr halb so groß war wie das reflektierte Lasersignal, wurde nicht vom Oszillographen registriert. Durch sorgfältige Abbildung und Voruntersuchungen war gewährleistet, daß die Spannung U_1 wirklich nur von dem am positiven Krater reflektierten Laserlicht herrührte.

Durch eine im Referenzstrahlengang eingebaute Blende wurde dieser Strahl so geschwächt, daß bei kaltem Krater U_o gleich U_1 war. Nach dem Anzünden der Bogenlampe wurde die Spannungsdifferenz $U_o - U_1$ größer, woraus zu schliessen war, daß sich der Reflexionsgrad des Kraters verringert hatte. Die Empfindlichkeit des Oszillographen bei der Messung der Spannungsdifferenz $U_o - U_1$ war so eingestellt, daß eine Verschiebung des Elektronenstrahls um 1 mm auf dem Schirm einer Änderung des Reflexionsgrades um 0,8 % entsprach. Die damit erreichte Genauigkeit war völlig ausreichend, wenn man die zu Anfang dieses Kapitels gemachte Abschätzung der Genauigkeit zugrunde legt.

Durch Vergleich einer Vielzahl von photographischen Oszillogrammen wurde für die beiden Kohlesorten RW II und Koris H der Quotient der Reflexionsgrade der heißen und der kalten Krater $\rho_H(\lambda_o) / \rho_K(\lambda_o)$ bestimmt. Daraus wurde unter Benutzung der Messung in der Ulbrichtschen Kugel nach Gleichung (7) der spektrale Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda_o)$ der heißen Krater bei der Wellenlänge $\lambda_o = 1{,}06\ \mu m$ berechnet.

E. Bestimmung der spektralen Strahldichte

1. Herstellung eines Schwarzen Körpers hoher Temperatur

Die genaueste und zugleich einfachste Methode zur Messung der spektralen Strahldichte einer unbekannten Lichtquelle ist der Vergleich mit der Strahlung eines bekannten Strahlers. Bei den bisher durchgeführten Untersuchungen des Niederstrom-Kohlebogens wurden in Anwendung dieser Methode im sichtbaren Spektralbereich stets Wolframbandlampen benutzt, deren spektrale Strahldichte im Anschluß an pyrometrische Messungen über Literaturwerte des spektralen Emissionsgrades von Wolfram berechnet war. Dabei war nur das verwendete Pyrometer an einen Fixpunkt der thermodynamischen Temperaturskale (i.allg. Goldpunkt) angeschlossen, wodurch sich vom Normalanschluß an diesen Fixpunkt bis zur Messung der spektralen Strahldichte des Kohlebogens eine lange Kette von Zwischenmessungen mit vielen Fehlermöglichkeiten ergab. Lediglich Mehltretter [15] hatte die verwendete Bandlampe nicht mit einem Pyrometer sondern mit einem Schwarzen Körper kalibriert, der am Goldpunkt angeschlossen war, und konnte deshalb auf die Verwendung von Literaturwerten des spektralen Emissionsgrades von Wolfram verzichten.

Die Bestimmung der spektralen Strahldichte des positiven Kraters des Niederstrom-Kohlebogens durch Vergleich mit der Strahlung einer Wolfram-Bandlampe birgt einen prinzipiellen Nachteil, der durch die relativ niedrige Temperatur der Bandlampe bedingt ist. Für eine grobe Abschätzung kann man die spektrale Strahldichte des positiven Kraters der eines Schwarzen Körpers der Temperatur 3800 ^{o} K gleichsetzen. Die Strahldichte einer Wolfram-Bandlampe bei der Verwendung als reproduzierbares Strahlungsnormal entspricht maximal der eines Schwarzen Körpers der Temperatur 2400 ^{o} K. Bei der Wellenlänge 0,5 µm beträgt die spektrale Strahldichte des Kohlebogens das 83-fache der Bandlampe, wobei sich dieser Wert zu kürzeren Wellenlän-

gen hin stark erhöht. Zu längeren Wellenlängen hin verringert sich zwar der Unterschied der Strahldichten, doch kann die Bandlampe nur für das nahe Ultrarot benutzt werden, da danach der geringe Emissionsgrad des Wolframs [24] und die Absorption des Quarzglaskolbens den Anwendungsbereich begrenzen.

Bei der vorliegenden Arbeit wurde die Strahldichte des Niederstrom-Kohlebogens direkt mit der Strahlung eines Schwarzen Körpers verglichen, der eine Temperatur von 2905 $^{\circ}$ K besaß. Dadurch verringerte sich der Quotient der Strahldichten bei 0,5 /um auf den Wert 10 und auch im Ultrarot konnten die Messungen fortgesetzt werden. Zusätzlich wurde gegenüber den früheren Messungen die Genauigkeit beim Anschluß an die thermodynamische Temperaturskale verbessert, indem als Fixpunkt der Platinpunkt gewählt wurde. Der benutzte Schwarze Körper wurde bei der Wellenlänge 0,5 /um an einem zweiten Schwarzen Körper angeschlossen, der die Temperatur des Platinschmelzpunktes (2044,9 $^{\circ}$ K) hatte (vergl. Kap. G). Der Quotient der spektralen Strahldichten war dabei

$$L_{e\lambda}\,(2905\ ^{\circ}\mathrm{K}) \,/\, L_{e\lambda}\,(2044{,}9\ ^{\circ}\mathrm{K}) = 65$$

Wäre dagegen wie bisher als Fixpunkt der Goldpunkt (1337,7 $^{\circ}$ K) genommen worden, so wäre dieser Quotient gleich 110 000 gewesen und hätte nicht durch einen direkten Strahldichtevergleich gemessen werden können.

Als Schwarzer Körper bei der Messung der spektralen Strahldichte diente ein Hohlraumstrahler aus Wolfram, der erstmalig von Hoffmann [27] angeführt und später weiterentwickelt worden war [28] (Bild 9). Er bestand aus einem Wolframrohr mit Kammern aus dem gleichen Material, das elektrisch im Kurzschluß beheizt wurde. Als Innenkammer diente ein Hohlzylinder mit den Abmessungen 15 mm x 8 mm Ø mit einer kreisrunden Öffnung von 3 mm Ø. Zur Schaffung einer rauhen Oberfläche war die Rückwand der Kammer mit einem Kissen aus Wolframwolle belegt. Das Rohr war in

eine Glocke eingeschlossen und wurde zur Verhinderung der Oxydation mit einem Wasserstoff-Stickstoff-Gemisch bespült. Wegen der hohen Temperaturen wurden die Glocke und die Elektroden wassergekühlt. Die Strahlung trat entsprechend dem Spektralbereich durch ein Fenster aus Quarzglas oder Steinsalz aus. Zur Temperaturkontrolle während der Messung diente ein Differential-Siliziumphotoelement, das die rückwärtige Strahlung des Hohlraumstrahlers empfing und mit Hilfe einer kleinen Wolfram-Bandlampe optisch kompensiert wurde.

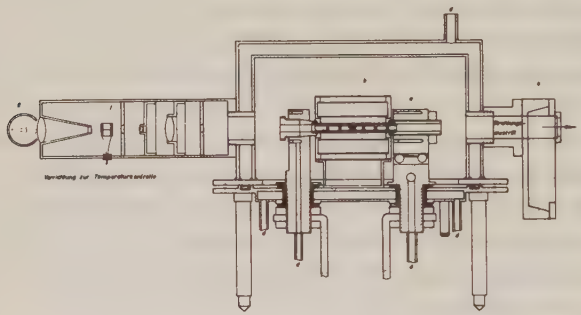


Bild 9. Wolframofen, a) Wolframheizrohr mit Hohlraum, b) inneres Schutzgehäuse, c) Stromzuführungen, d) Kühlwasser, e) Revolver-Fenster, f) Si-Photoelement, g) Bandlampe zur Temperaturkontrolle.

Die maximale Arbeitstemperatur des Hohlraumstrahlers, im folgenden kurz "Wolframofen" genannt, betrug 3000 ^{o} K, wobei diese Temperatur während der Messung über einen Stelltransformator auf $\pm$ 1,5 grd konstant gehalten werden konnte. Bei der Messung der Strahldichte des Kohlebogens wurde der Wolframofen bei einer Temperatur von 2905 ^{o} K betrieben. Als wichtigste Voraussetzung bei der Verwendung des Wolframofens als Schwarzer Körper mußte die Selektivität seiner Strahlung bestimmt werden. Im allgemeinen besitzt ein Hohlraumstrahler die Eigenschaften eines Schwarzen Körpers, wenn sein spektraler Emissions-

grad gleich eins ist und die Wände des Hohlraums homogene Temperatur haben. Wegen des besonderen Aufbaus des Wolframofens konnte die Temperaturhomogenität nicht nachgeprüft werden, weshalb auch eine unabhängige Messung des Emissionsgrades nicht sinnvoll war. Jedoch konnte ein anderes Kriterium für die Eignung als Schwarzer Körper nachgeprüft werden: Da der Wolframofen stets nur optisch durch Strahldichtevergleich mit einem anderen Schwarzen Körper (Pt-Punkt) angeschlossen wurde, war es nicht notwendig, die wahre Temperatur zu kennen. Verlangt wurde lediglich, daß die Strahlungsfunktion des Wolframofens mit der Planckfunktion identisch, bzw. daß die Abweichung bekannt war. Zur Bestimmung der Strahlungsfunktion wurde die Strahlung des Wolframofens mit der Strahlung eines bekannten Schwarzen Körpers spektral verglichen. Hierzu diente ein für den Platinpunkt verwendeter Hohlraumstrahler (vergl. Kap. E 2), der für den Spektralbereich von 0,4 bis 1 µm mit Kammern aus Graphit, von 1 bis 10 µm mit solchen aus Sinterkorund versehen war. Die Temperaturverteilung innerhalb der Innenkammer war bekannt [29], der spektrale Emissionsgrad ε_c wurde nach der Theorie für den Hohlraumstrahler [30]

$$\varepsilon_c = 1 - \frac{\rho_o}{1 + \left(\frac{2l}{d}\right)^2} \qquad (14)$$

berechnet, wobei für den Reflexionsgrad ρ_o von Graphit und Sinterkorund Literaturwerte eingesetzt wurden [31,32]. Die geometrischen Abmessungen des Hohlraumstrahlers waren: Länge l = 10 mm, Öffnung d = 3 mm Ø. Danach war der spektrale Emissionsgrad mit Graphitkammern praktisch gleich eins für den angegebenen Spektralbereich. Mit Sinterkorundkammern ergab sich ein spektraler Emissionsgrad von 0,98 bei 1 µm, der zu längeren Wellenlängen hin entsprechend dem Emissionsgrad von Sinterkorund anstieg und ab 8 µm den Wert ≈ 1 erreichte. Die Oberflächenrauhigkeit des Sinterkorunds war so beschaffen, daß auch bei der Wellenlänge 10 µm die notwendige diffuse Reflexion gewährleistet war. Der beschriebene Vergleichsstrahler wurde

auf eine Temperatur von ungefähr 2000 ^{o} K gebracht. Dann wurde mit einem Meßaufbau, der in Kapitel E 3, beschrieben ist und worin der Vergleichsstrahler gegen die Bogenlampe ausgetauscht wurde (Bild 14), die spektrale Strahldichte des Wolframofens mit derjenigen des Vergleichsstrahlers verglichen. Dabei wurde die Temperatur des Wolframofens so eingeregelt, daß die Strahldichten bei der Wellenlänge 0,5 µm übereinstimmten. Der Vergleich mit den Graphitkammern erbrachte volle Übereinstimmung der Strahldichten im Spektralbereich 0,4 bis 1 µm. Beim Vergleich mit den Sinterkorundkammern war im nahen ultraroten Spektralbereich die Strahldichte des Wolframofens um 2 % größer, während zu längeren Wellen hin die Strahldichte des Vergleichsstrahlers überwog. Die Auswertung ergab, daß der Wolframofen im Spektralbereich 0,4 bis 2,5 µm die Strahlungsfunktion eines Schwarzen Körpers hatte. Wenn man ihm eine Temperatur zuordnete, die der entsprechenden Planckfunktion entsprach, konnte man die Abweichung der Strahlungsfunktion für Wellenlängen größer als 2,5 µm durch einen "spektralen Emissionsgrad" ausdrücken, dessen Wert bei 10 µm auf 0,96 sank. Dieser "Emissionsgrad" wurde bei der Messung der spektralen Strahldichte des Niederstrom-Kohlebogens im UR berücksichtigt. Da der spektrale Emissionsgrad eines Hohlraumstrahlers eine Funktion der Geometrie und des Emissionsgrades des Wandmaterials ist, konnte aus der Kenntnis dieser Werte für Wolfram [24]geschlossen werden, daß der Wolframofen auch für den UV-Bereich bis 0,25 µm die Eigenschaften eines Schwarzen Körpers besaß. Für kürzere Wellenlängen war diese Annahme nicht mehr gesichert, da der spektrale Emissionsgrad von Wolfram nach [24] zwischen 0,25 und 0,23 µm stark absinkt.

Alle in dieser Arbeit gemachten Angaben über die Temperatur des Wolframofens beziehen sich auf die Temperaturwerte, die in der mit der Strahlungsfunktion identischen Planckfunktion enthalten und gleich oder kleiner waren als die unbekannten wahren Temperaturen.

2. Anschluß des Schwarzen Körpers an den Platinpunkt

Die Realisierung des Platinpunktes wurde nach einer neuen Methode durchgeführt, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt worden war und bei welcher ein horizontaler Hohlraumstrahler auf die Temperatur des Platinschmelzpunktes gebracht wurde [29]. Dieser Hohlraumstrahler mußte die Bedingungen erfüllen, schnell regelbar und bis zur Temperatur 2100 ^{o} K verwendbar zu sein. Er bestand aus einer hohlzylinderförmigen Kammer aus Sinterkorund mit einer Öffnung von 3 mm Ø an einer Stirnseite und wurde von einem Graphitrohr im Kurzschluß elektrisch beheizt. Das Graphitrohr war zur Verhinderung des Abbrands von zwei weiteren Graphitrohren umgeben, zwischen denen sich eine reduzierende Atmosphäre von CO ausbreitete, sodaß auf eine Spülung mit Schutzgas verzichtet werden konnte (Bild 10).

Das Prinzip der Methode soll an folgendem Idealbeispiel erläutert werden: Der einseitig geöffnete, hohlzylinderförmige Hohlraumstrahler in Bild 11 a soll die Eigenschaft eines Schwarzen Körpers besitzen, wobei die Wände aus diffus reflektierendem Material bestehen und gleichmäßige Temperatur haben.

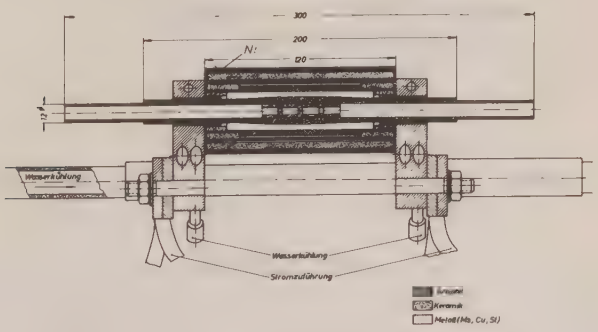


Bild 10. Hohlraumstrahler zur Realisierung des Platinpunktes, aus [29].

Dann ist in erster Näherung der Strahlungsfluß, der von der Rückwand mit der Fläche f im Raumwinkel ω ausgestrahlt wird gleich

$$\Phi_1 = \rho \iint L^s df\, d\omega + \varepsilon \iint L^s df\, d\omega \qquad (15)$$

Das erste Glied auf der rechten Seite stellt den Anteil der von dem Zylindermantel herrührenden Strahlung dar, der an der Rückwand mit dem Reflexionsgrad ρ diffus reflektiert wird. Dabei ist vorausgesetzt, daß die Flächenelemente des Mantels miteinander im Strahlungsgleichgewicht stehen und daher die Strahldichte des Schwarzen Körpers besitzen. Das zweite Glied ist der Anteil der Oberflächenstrahlung der Rückwand mit dem Emissionsgrad ε Mit der Bedingung $\rho+\varepsilon = 1$ wird Φ_1 zum Strahlungsfluß Φ_s des Schwarzen Körpers. Besteht die Rückwand aus ideal blankem Material, so wird der aus der Öffnung austretende Strahlungsfluß zu

$$\Phi_2 = \varepsilon \iint L^s df\, d\omega < \Phi_1 \qquad (16)$$

da die vom Mantel ausgehende Strahlung aus geometrischen Gründen wieder zum Mantel reflektiert wird und die Öffnung nicht verlassen kann.

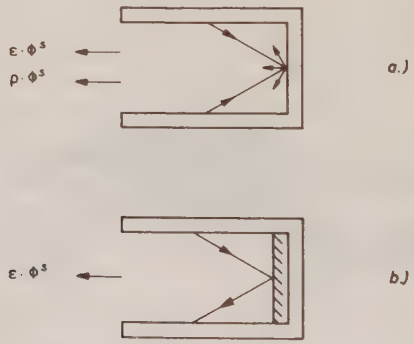


Bild 11. Zum Prinzip des Platinpunktes a) Hohlraum mit diffus reflektierender Innenwand, b) Rückwand des Hohlraums spiegelnd.

Beim Anschluß an den Platinpunkt wurde die Rückwand des Hohlraumstrahlers, dessen Schwärze nach [29] überprüft worden war, mit einem Stück Platinblech bedeckt, welches zwar nicht ideal blank war, jedoch den eben beschriebenen Effekt qualitativ zeigte. Dann wurde der Hohlraumstrahler langsam hochgeheizt. Beim Erreichen der Platin-Schmelztemperatur fiel das Blech wie ein Vorhang in sich zusammen und gab die diffus reflektierende Rückwand frei. Der dadurch ausgelöste Anstieg der Strahldichte der Rückwand (Bild 12) wurde in dem in Bild 14 gezeigten Aufbau als Signal für die Erreichung der Schmelztemperatur photoelektrisch registriert, wobei der Hohlraumstrahler an der Stelle des Kohlebogens stand. Zur Abstützung der Methode wurde ein photoelektrischer und ein visuell-pyrometrischer Vergleich mit dem Goldpunkt durchgeführt, der Übereinstimmung mit den Literaturwerten erbrachte [33,34].

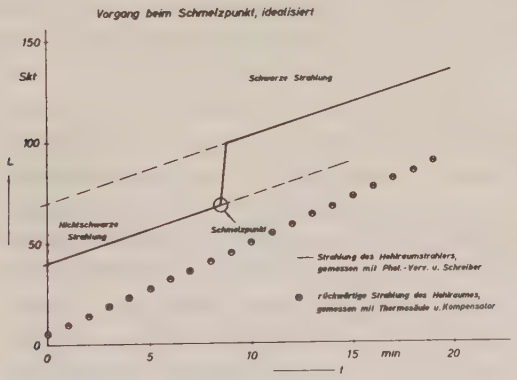


Bild 12. Zeitlicher Verlauf der Strahldichte beim Platinpunkt, Prinzipskizze aus [29].

Für den Anschluß des Wolframofens wurde dessen durch einen rotierenden Sektor der Durchlässigkeit 0,01554 geschwächte Strahlung bei der Wellenlänge 0,5001 µm gegen die Strahlung des Platinpunkt-Strahlers abgeglichen. Die Temperatur des Wolframofens betrug danach 2905 ^{o} K. (Aufbau s. Bild 14)

3. Der Strahldichtevergleich

Zur Messung der spektralen Strahldichte des Kohlebogens, die sich aus der Strahlung des positiven Kraters und des Bogenplasmas zusammensetzte, unter definierten Bedingungen mußten verschiedene Voruntersuchungen durchgeführt werden. Zunächst wurden durch Variation von Stromstärke und Spannung die Brennbedingungen gefunden, bei denen die Strahldichte des Kraters die geringsten zeitlichen Schwankungen zeigte. Für beide Kohlekombinationen ergab sich die Stromstärke 7,3 A bei einer Spannung von ungefähr 70 V zwischen den Kohlen. Bild 13 gibt eine Original-Schreiberaufzeichnung wieder, die bei der Wellenlänge 1 µm mit einem positiven Krater aus Material Noris H aufgenommen wurde. Die zeitliche Konstanz von RW II war gleich groß, jedoch neigte diese Kohle dabei nicht zum gelegentlichen "Flickern", d.h. zu kurzzeitig auftretenden, unperiodischen Strahldichteänderungen, wie dieses bei Noris H der Fall war und die kleinen nach unten zeigenden Zacken der Kurve in Bild 13 verursachte.

Die Ursache für diesen Unterschied ist offensichtlich in der besseren Homogenität der Spektralkohle RW II begründet. Bei der Messung der Winkelabhängigkeit der Strahlung war gleichzeitig die Polarisation untersucht worden. Dabei ergab sich lediglich für Emissionswinkel größer als 80 ^{o} ein Polarisationsgrad Γ von 1 %. Eine Überprüfung der Temperaturverteilung auf der Kraterfläche ergab Temperaturhomogenität auf einer konzentrischen Kreisfläche mit einem Radius von 60 % des Gesamtradius der leuchtenden Fläche.

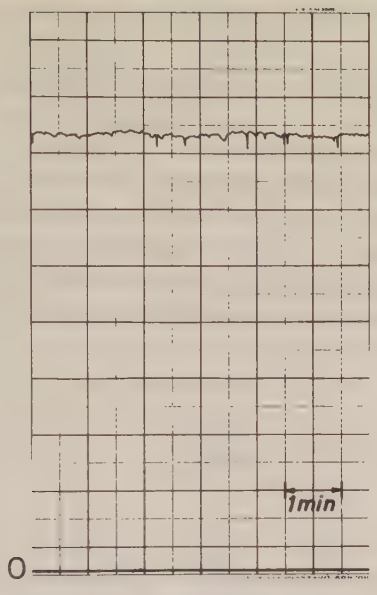


Bild 13. Zeitliche Konstanz der Strahldichte bei der Wellenlänge 1 µm. Original-Schreiberaufzeichnung. Anode Noris H.

Die von einem Oberflächenstrahler mit der Fläche f und der spektralen Strahldichte $L_{e\lambda}$ in der Zeiteinheit im Raumwinkel ω und im Wellenlängenintervall $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ emittierte Energie ist gleich

$$\Phi_e(\lambda) = \iiint_{f\omega\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\varepsilon\lambda}\, df\, d\omega\, d\lambda \qquad (17)$$

Wählt man das Wellenlängenintervall $\Delta\lambda$ so klein, daß die Änderung von $L_{e\lambda}$ in diesem Intervall zu vernachlässigen ist, so vereinfacht sich die Gleichung zu

$$\Phi_e(\lambda) = \Delta\lambda \iint_{f\,\omega} L_{e\lambda}\, df\, d\omega \qquad (18)$$

Wenn weiterhin gewährleistet ist, daß die Strahldichte $L_{e\lambda}$ auf der Fläche f und im Raumwinkel ω homogen ist, kann man $L_{e\lambda}$ vor das Integral ziehen.

$$\Phi_e(\lambda) = \Delta\lambda \cdot L_{e\lambda} \int_f \int_\omega df\, d\omega \qquad (19)$$

Bei der Messung der spektralen Strahldichte des positiven Kraters waren diese Bedingungen auf Grund des optischen Aufbaus, der für den gesamten Spektralbereich von 0,25 bis 10,0 µm benutzt werden konnte (Bild 14) sowie die spektrale Breite des Spektralgerätes gegeben.

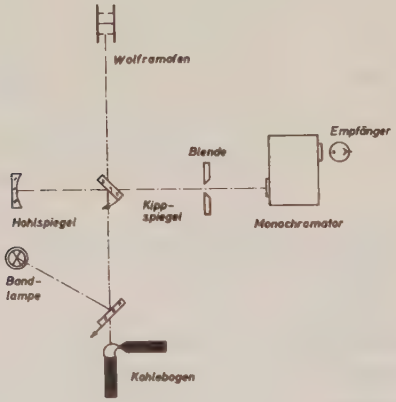


Bild 14. Aufbau zum Strahldichtevergleich Bogenlampe-Wolframofen. Die rechtwinklig zueinander stehenden Strahlengänge sind höhenversetzt.

Der positive Krater des Kohlebogens wurde über einen planen Kippspiegel und einen Hohlspiegel mit der Brennweite 550 mm auf dem Eintrittsspalt eines Prismendoppelmonochromators im Maßstab 1:1 abgebildet. Der Kippspiegel sowie der Hohlspiegel waren etwas geneigt, wodurch sich eine Höhenversetzung der beiden in Bild 14 eingezeichne-

ten rechtwinklig zueinanderstehenden Strahlengänge ergab. Durch Schwenken des Kippspiegels konnte die Innenkammer des Wolframofens mit gleichem Öffnungswinkel und unter Reflexion an den gleichen Spiegelflächen wie der Kohlebogen auf dem Eintrittsspalt abgebildet werden. Dadurch waren die Bedingungen für einen exakten Strahldichtevergleich gegeben. Die im Bild eingezeichnete Bandlampe diente zur Überprüfung der Konstanz der Strahldichte beim Platinpunkt. Zu den Quarzglas- bzw. Steinsalzfenstern des Wolframofens existierten gleichzeitig gefertigte Zwillingsstücke, deren gleiche spektrale Durchlässigkeit überprüft worden war und die zur Kompensation vor den Kohlebogen gesetzt wurden. Der Doppelmonochromator war entsprechend dem Spektralbereich (mit Überlappungen) mit folgenden Prismen ausgerüstet: 0,25 bis 0,6 µm - Quarzglas, 0,36 bis 0,8 µm - Flintglas, 0,6 bis 10,0 µm - Steinsalz. Dazu wurden folgende Empfängertypen benutzt: 0,25 bis 0,6 µm - Photovervielfacher RCA IP 28, 0,36 bis 0,8 µm Photovervielfacher RCA IP 21, 0,7 bis 1,1 µm Photovervielfacher Valvo 150 CVP, 0,8 bis 10,0 µm - Strahlungsthermoelement Hilger & Watts FT 19. Die Linearität der Photovervielfacher wurde mit Hilfe rotierender Sektoren überprüft; beim Strahlungsthermoelement war das nicht nötig, da es im Zusammenhang mit einer Null-Methode verwendet wurde. Der Vergleich der Strahldichten im Bereich der Photovervielfacher wurde über eine Messung des Spannungsabfalls an einem 1 MΩ - Widerstand mit einem dreistelligen digitalen Gleichspannungs-Röhrenvoltmeter durchgeführt. Im UV wurde dabei zur Überbrückung des großen Intensitätsunterschiedes die Strahlung der Bogenlampe zusätzlich mit einer teildurchlässigen aluminiumbedampften Quarzglasplatte geschwächt, deren spektrale Durchlässigkeit gesondert bestimmt worden war. Das Verhältnis der Spannungswerte des Röhrenvoltmeters war gleich dem Verhältnis der spektralen Strahlungsflüsse des Kohlebogens $\Phi_e^K(\lambda)$ und des Wolframofens $\Phi_e^W(\lambda)$

$$\frac{U^K}{U^W} = \frac{\Phi_e^K(\lambda)}{\Phi_e^W(\lambda)} \qquad (20)$$

Da infolge des symmetrischen Strahlenganges Fläche, Raumwinkel und Wellenlängenintervall für beide Strahler identisch waren, berechnete sich die spektrale Strahldichte des Kohlebogens zu

$$L_{e\lambda}^{K} = L_{e\lambda}^{W} \frac{U^K}{U^W} \qquad (21)$$

Bei der Messung mit dem Strahlungsthermoelement befand sich im Strahlengang vor dem Kohlebogen eine neutral schwächende, verstellbare Jalousieblende mit einer Skale zur reproduzierbaren Einstellung der Durchlässigkeit, die mit Hilfe eines Photovervielfachers kalibriert worden war. Während ein Synchronmotor mit einer Flügelblende die Strahlung mit einer Frequenz von 12,5 Hz modulierte, wurde die Thermospannung über einen Wechselspannungs-Bandpassverstärker auf einen Oszillographen gegeben. Durch mehrmaliges Umschwenken des Kippspiegels wurden die Strahldichten des Kohlebogens und des Wolframofens miteinander verglichen, wobei die Strahlung des Kohlebogens mit der Jalousieblende soweit geschwächt wurde, daß die Signale beider Strahler auf dem Oszillographenschirm die gleiche Amplitude erhielten.

Der Vergleich der Strahldichten erfolgte bei den in Tabelle 2 und 3 aufgeführten Wellenlängen. Durch Aussonderung einzelner Spektralbereiche mit Hilfe von Filtern war zuvor überprüft worden, daß im Monochromator kein meßbarer Einfluß von Streulicht vorhanden war. Ebenso wurde darauf geachtet, daß nicht an der Stelle einer Linie oder Bande gemessen wurde. Die atmosphärischen Absorptionsbanden im UR (CO_2 und H_2O-Dampf) ließen sich durch den symmetrischen Meßaufbau eliminieren.

4. Der Anteil des Kontinuums vom Bogenplasma

Für die Bestimmung des spektralen Emissionsgrades des positiven Kraters des Kohlebogens war es notwendig, den Anteil der Strahlung des Bogenplasmas aus den Strahldichte-

werten zu eliminieren. Dazu wurde die Bogenlampe in der Horizontalebene drehbar innerhalb des oben beschriebenen Aufbaus (Bild 14) aufgestellt. Durch Messung der Strahlung end on und side on wurde das Verhältnis der Strahldichten von Krater plus Plasma zu Plasma allein bestimmt, wobei allerdings zu berücksichtigen war, daß das Plasma bei end on und side on Beobachtung unterschiedliche Schichtdicken besaß. Die wirksame Länge des dem positiven Krater vorgelagerten Bogens wurde durch Photometrieren des Kontinuums side on gemessen, während der Durchmesser des Bogens in Anodennähe gleich dem Durchmesser des Kraters gesetzt wurde, da der Bogen an dieser Stelle gleichmäßig ansetzte und der Krater nahezu homogene Temperatur hatte.

Da das Plasma an der Stelle des Kontinuums optisch dünn war, konnte die Strahlung proportional zur Schichtdicke gesetzt und damit die Strahldichte des Bogens end on aus der Strahldichte side on berechnet werden. Der Anteil der Kontinuumsstrahlung des Plasmas war nur für Wellenlängen kleiner als 0,6 µm meßbar von Einfluß. Für das Verhältnis der Strahldichte des vorgelagerten Plasmas zum Krater (Bild 15) wurde recht gute Übereinstimmung mit Werten von Krygsman [8] erzielt.

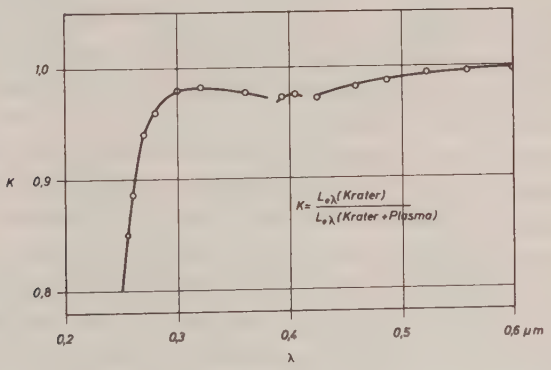


Bild 15. Verhältnis der Kraterstrahldichte zur Strahldichte von Krater plus Plasma zusammen in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

5. Oberflächentemperatur des Positiven Kraters in Abhängigkeit von der Stromstärke

Bei einer Wellenlängeneinstellung (0,6 µm) in einem Spektralgebiet, in dem die Strahlung des Plasmas noch ohne Einfluß ist, wurde mit dem Aufbau nach Bild 14 die Änderung der spektralen Strahldichte des positiven Kraters aus beiden Kohlematerialien gemessen, während Stromstärke und Elektrodenspannung variiert wurden. Eine Abhängigkeit von der Spannung wurde nicht gefunden, dagegen stieg die Strahldichte mit der Stromstärke an, erreichte ein Maximum und fiel kurz vor der Zischgrenze wieder ab. Die gemessenen Strahldichtewerte wurden nach Gleichung (5) in Temperaturen umgerechnet. (Diskussion in Kap. F 2)

6. Einfluß des Luftdrucks

Für manche Zwecke, z.B. in der Astrophysik, wird der Niederstrom-Kohlebogen unter Bedingungen benutzt, bei denen der Druck der umgebenden Atmosphäre stark vom Normaldruck abweicht. Deshalb erschien es angebracht, das Verhalten der Strahldichte des positiven Kraters bei verändertem Luftdruck zu untersuchen. Zu diesem Zweck wurde die Bogenlampe in ein abgeschlossenes Gefäß mit einem Glasfenster gebracht, das sich bis auf einige Torr evakuieren ließ, Bei der Wellenlänge 0,6 µm wurde die relative spektrale Strahldichte des Kraters mit einem Photovervielfacher mit vorgesetztem Interferenzfilter gemessen, während das ausgepumpte Gefäß langsam bis zum Atmosphärendruck mit Luft gefüllt, dabei aber die Stromstärke des Kohlebogens konstant auf 7,3 A geregelt wurde. Die Messung erfolgte Punkt für Punkt in Abständen von 100 Torr, wobei stets kurzzeitig der Füllprozeß gestoppt und der Druck konstant gehalten wurde. Infolge des Meßprinzips bei steigendem Druck wurde erreicht, daß die Luft stets natürliche Zusammensetzung behielt. Die spektrale Strahldichte war bei niedrigem Druck kleiner und fiel bei 100 Torr auf 56 % des Wertes bei Normaldruck.

Da der Emissionsgrad von Kohle vom Luftdruck unabhängig ist und da die Strahlung des Plasmas bei der Wellenlänge 0,6 µm ohne Einfluß war, konnte die Änderung der Strahldichte nur auf die Änderung der Oberflächentemperatur des Kraters zurückgeführt werden. Der Krater wird im wesentlichen durch Elektronenaufprall erhitzt, wozu noch eine Aufheizung durch Wärmeleitung vom heißeren Plasma kommt, das eine Temperatur von 7600 ^{o} K in der Achse besitzt [35]. Da die Stromstärke konstant gehalten und keine Vergrösserung des Brennflecks auf der Anode bemerkt wurde, blieb die anodische Stromdichte und damit der durch Elektronenaufprall entstehende Energieanteil unverändert. Es war daher zu vermuten, daß bei niedrigerem Druck die Wärmeleitung vom heißeren Plasma geringer wurde bzw., daß die Plasmatemperatur selbst abnahm.

Eine weitere Komponente, die zur Aufheizung des Kraters beiträgt, ist die chemische Verbrennung der Kohle. Um zu klären, ob diese Komponente die einzige Ursache war, wurde der Versuch wiederholt, wobei jedoch das Gefäß mit Argon anstelle von Luft gefüllt wurde. Da auch hierbei ein Absinken der Strahldichte mit dem Druck zu bemerken war, konnte der verminderte Abbrand nur einen Teil der Temperaturerniedrigung als Folge der Druckverminderung bewirken. Diese Überlegung wird durch den folgenden abschätzenden Vergleich zwischen der umgesetzten chemischen und elektrischen Energie erhärtet:

Nach der Gleichung

$$C + \frac{1}{2}O_2 \rightarrow CO + 29{,}3\ Kcal$$

wurde pro Sekunde ungefähr $2{,}3 \cdot 10^{-3}$ g Kohlenstoff in Kohlenmonoxyd umgesetzt, was einer Energieabgabe von 24 Ws entsprach. Die in der Bogenlampe umgesetzte elektrische Energie betrug 500 Ws pro Sekunde, wovon auf Grund der Strahlungsbilanz [1, S.5] schätzungsweise 400 Ws auf den positiven Krater entfielen.

Wenn der Kohlebogen einige Zeit in dem abgeschlossenen Gefäß brannte, ohne daß Frischluft zugeführt wurde, sank die Temperatur um ungefähr 30 grd. Offensichtlich war dieses der Temperaturabfall, der dem Anteil der chemischen Verbrennung zuzuschreiben war.

Unter Benutzung der Meßergebnisse der spektralen Strahldichte und des spektralen Emissionsgrades wurde aus der Änderung der spektralen Strahldichte bei der Wellenlänge 0,6 µm die Änderung der Kratertemperatur in Abhängigkeit vom Luftdruck berechnet (Bild 16). Der ungefähre Verlauf der Temperaturabhängigkeit stimmt mit Ergebnissen von Lummer [36] überein, wenngleich dieser andere Werte für die absolute Temperatur gefunden hatte. Gute Übereinstimmung der Temperaturänderung besteht in dem überlappenden Gebiet mit Euler[10], der die Druckabhängigkeit zwischen 670 und 880 Torr gemessen hatte.

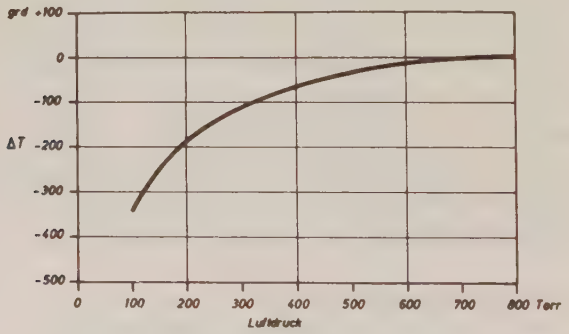


Bild 16. Änderung der Oberflächentemperatur des positiven Kraters in Abhängigkeit vom Luftdruck.

Bei der Benutzung des Niederstrom-Kohlebogens in größeren Höhen müssen die Strahldichtewerte entsprechend der Temperaturänderung in Bild 16 reduziert werden. Zum Beispiel erniedrigt sich auf einem Berg von 3600 m Höhe die Tempe-

ratur des positiven Kraters um 38 grd. Das entspricht einer Verringerung der spektralen Strahldichte um 5 % bei der Wellenlänge 0,6 µm.

F. Ergebnisse

1. Spektraler Emissionsgrad

Die Messung des spektralen Reflexionsgrades der kalten Kohle in der Ulbrichtschen Kugel ergab für das Material RW II den Wert 0,145 und für Noris H den Wert 0,129 bei der Wellenlänge 1,06 µm. Eine representative Auswahl von Tabellen über verschiedene Kohleproben [37] zeigt, daß der Reflexionsgrad von Kohle stark von der Art der Oberfläche abhängt. Ein Vergleich mit Literaturwerten erscheint daher nicht sinnvoll, da der kalte Krater des Niederstromkohlebogens bisher noch nicht gemessen wurde und die anderen Kohleproben stets andere Oberflächen besaßen als der im normalen Bogenbetrieb ausgebildete positive Krater. Der aus der Messung mit dem Neodym-Laser gewonnene spektrale Reflexionsgrad der heißen Krater ergab die Werte 0,110 für RW II bzw. 0,114 für Noris H. Daraus berechnete sich nach der Gleichung (7) der spektrale Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda_o)$ der heißen Krater bei der Wellenlänge λ_o= 1,06 µm zu 0,890 für RW II bzw. 0,886 für Noris H. Wenn man den spektralen Emissionsgrad für die kalten Kohlen berechnet (0,855 für RW II bzw. 0,871 für Noris H) sieht man, daß die Änderung des spektralen Emissionsgrades nach dem Anzünden der Bogenlampe für beide Kohlen bei der genannten Wellenlänge gering ist (4,1 % für RW II bzw. 1,7 % für Noris H). Der relative Fehler der Emissionsgrade betrug 0,3 %.

Unter Benutzung dieses Ergebnisses, sowie der gemessenen Werte der spektralen Strahldichte wurde über die Gleichungen (4) bis (6) nach dem in Kapitel B beschriebenen Verfahren die Oberflächentemperatur und der spektrale Emissionsgrad des positiven Kraters im Spektralbereich

0,25 bis 10,0 µm berechnet.

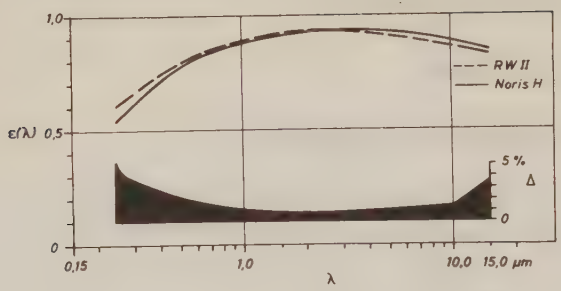


Bild 17. Spektraler Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$ des positiven Kraters aus Material RW II und Noris H. Relativer Fehler Δ des spektralen Emissionsgrades und der spektralen Strahldichte.

In Bild 17 ist der spektrale Emissionsgrad für die Materialien RW II und Noris H im Spektralbereich 0,25 bis 15 µm eingezeichnet, wobei die Werte oberhalb von 10 µm graphisch extrapoliert sind. Die Emissionsgrade beider Kohlen unterscheiden sich nur wenig voneinander und haben ein Maximum zwischen 2,5 und 3 µm. Diese Eigenschaft macht den Kohlebogen als Strahlungsquelle im UR geeignet und hebt ihn besonders gegenüber metallischen Strahlern (Bandlampe mit UR-Fenster) hervor, deren Emissionsgrad für große Wellenlängen stark absinkt.

Bild 18 zeigt einen Vergleich des spektralen Emissionsgrades von RW II mit den Angaben von Euler [38] und Null & Lozier [14] . Euler benutzte ebenfalls das Material RW II, während Null & Lozier die gleichen Werte für verschiedene Graphitsorten und RW II fanden. Die vermuteten Gründe für die starken Abweichungen wurden bereits in Kap. A und D diskutiert.

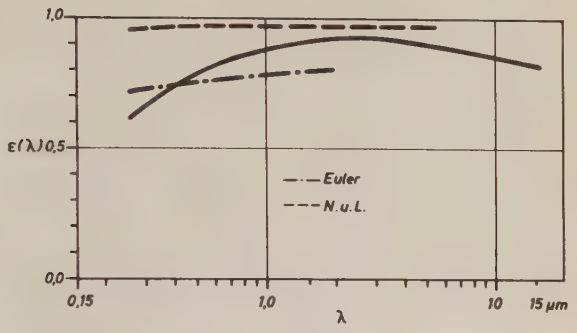


Bild 18. Spektraler Emissionsgrad nach Euler [36], sowie Null und Lozier [10] im Vergleich zu dem Ergebnis für RW II.

2. Oberflächentemperatur

Für die Stromstärke 7,3 A wurde die Oberflächentemperatur des positiven Kraters unter Benutzung der spektralen Strahldichte und des spektralen Emissionsgrades bei der Wellenlänge 1,06 µm nach Gleichung (5) berechnet. Dabei ergaben sich die Werte 3926 ^{o} K für RW II und 3898 ^{o} K für Noris H. Im Anschluß daran wurde aus der Änderung der spektralen Strahldichte (vergl. Kap. E 5) die Temperatur in Abhängigkeit von der Stromstärke ermittelt (Bild 19). In Übereinstimmung mit Ergebnissen von Finkelnburg [1, S.63], Göing [17], Mehltretter [15], sowie Null & Lozier [14] bei Messungen an gleichen oder ähnlichen Kohleanoden wurde gefunden, daß die Temperatur mit der Stromstärke ansteigt, ein Maximum erreicht und kurz vor Erreichen der Zischgrenze wieder abfällt. Die Änderung der Temperatur auf dem linear ansteigenden Ast der Kurven betrug 25 grd/A für RW II und 23 grd/A bei Noris H.

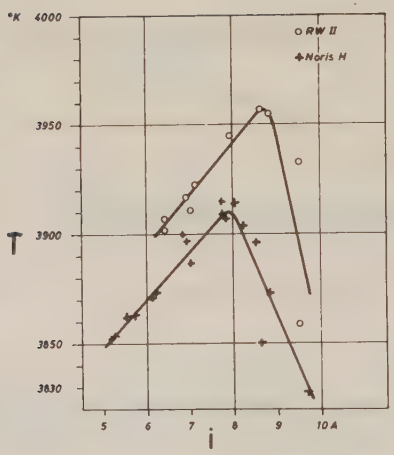


Bild 19. Oberflächentemperatur der positiven Krater aus Material RW II und Noris H als Funktion der Stromstärke. Die Zischgrenze liegt bei ungefähr 10 A.

Die geringere Temperatur von Noris H im Vergleich zu RW II wird mit dem größeren Gehalt an ionisierbaren Fremdstoffen und dem damit verbundenen kleineren Anodenfall erklärt (vergl. Kap. A). Zur Erhärtung dieser Annahme wurde bei einem Versuch die Kohle Noris D (s.Seite 10) als Anode verwendet und die Temperaturverteilung über die Kraterfläche gemessen. Dabei ergab sich an der Stelle des Dochtes, der eine erhöhte Menge an Fremdstoffen enthält, eine um 100 grd. tiefere Temperatur gegenüber dem Kraterrand aus Homogenkohle (Bild 20).

Der Anstieg der Temperatur mit der Stromstärke wird durch die Vergrößerung des Brennflecks und die damit verbundene relativ kleinere Wärmeableitung zu den kälteren Teilen der Anode verursacht (vergl. Kap. A). Der Grund für das

Absinken der Temperatur nach dem Überschreiten des Maximums ist offensichtlich ein höherer Energieverbrauch infolge der allmählich einsetzenden Verdampfung einzelner Kohlepartikel. Die Erfahrung, daß der Temperaturabfall nur bei Rußkohle mit relativ locker geschichteten Bauteilen bemerkt wurde [1,S. 62,14] , spricht für diese Deutung.Koks- und Graphitkohlen bestehen aus Graphitteilchen in dichterer Packung, sodaß die Oberfläche des positiven Kraters wegen der besseren Wärmeleitung auch beim Einsetzen der Verdampfung eine homogene Temperatur erhält und daher nicht nur einzelne Partikel der Fläche verdampfen können. Diese Vermutungen müßten jedoch in einer Untersuchung, die über den Rahmen dieser Arbeit hinausgeht, genauer überprüft werden.

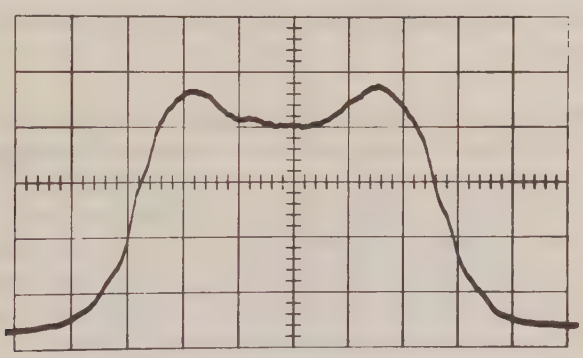


Bild 20. Verteilung der Strahldichte über einen auf einer Dochtkohle ausgebildeten positiven Krater. Der Docht enthält eine größere Menge von ionisierbaren Fremdstoffen.

Die zeitliche Konstanz der Temperatur war auf dem ansteigenden Ast am besten und verschlechterte sich mit zunehmender Stromstärke. Deshalb wurde für die Messung der spektralen Strahldichte mit dem Wolframofen auch nicht die Stelle maximaler Temperatur gewählt, sondern eine Stelle auf dem ansteigenden Ast (7,3 A).

Bei der Untersuchung der Stromstärkeabhängigkeit der Temperatur wurde festgestellt, daß die Zischgrenze, die bei ungefähr 10 A lag, schlecht definiert und Schwankungen unterworfen war. Es sollte daher abweichend von den bisherigen Gepflogenheiten die Stromstärke am Arbeitspunkt bei Rußkohlen nicht mehr relativ zur Zischgrenze sondern zu der Stromstärke an der Stelle maximaler Temperatur angegeben werden, da diese besser definiert ist. Sie betrug bei der vorliegenden Messung 8,6 A für RW II bzw. 7,9 A für Noris H, (s. auch Kap. H).

Die Werte der Oberflächentemperatur sind mit einem Fehler von $\pm$ 12 grd behaftet, der sich aus den Unsicherheiten der spektralen Strahldichte und des spektralen Emissionsgrades bei der Wellenlänge 1,06 µm, sowie der Reproduzierbarkeit der Einstellung verschiedener Kohleexemplare zusammensetzt.

Beim Vergleich der Temperatur mit Literaturwerten muß berücksichtigt werden, daß die dabei zugrundeliegenden Berechnungen im allgemeinen noch auf dem alten Zahlenwert des Goldpunktes von 1336,2 $^{\circ}$ K, sowie auf dem Wert für c_2 = 1,438 cm grd bezogen sind. Werden die vorliegenden Ergebnisse ebenfalls darauf bezogen, so ergeben sich bei der Stromstärke des Temperaturmaximums (Bild 19) Temperaturwerte von 3950 $^{\circ}$ K für die Spektralkohle RW II bzw. 3900 $^{\circ}$ K für die Projektionskohle Noris H. Vergleichsweise fanden Euler [38] für die Graphitkohle im Gebiet konstanter Temperatur 4000 $^{\circ}$ K und Null & Lozier [14] für Graphit- und Rußkohle im Gebiet maximaler bzw. konstanter Temperatur den Wert 3800 $^{\circ}$ K. Die Abweichung wird durch die unterschiedlichen Ergebnisse für die spektrale Strahldichte und den spektralen Emissionsgrad verursacht, da die zitierten Autoren ebenfalls die Temperatur aus diesen Größen berechneten.

3. Spektrale Strahldichte

Die spektrale Strahldichte des Niederstrom-Kohlebogens

für das kontinuierliche Spektrum bei der Stromstärke 7,3 A wurde direkt durch Vergleich mit der Strahlung des Wolframofens gemessen und ist für die Anoden aus Material RW II und Noris H in Tabellen 2 und 3 dargestellt. Die Strahldichte setzt sich aus Strahlungsanteilen des positiven Kraters und - für Wellenlängen kleiner als 0,6 µm - des vorgelagerten Bogenplasmas zusammen, wobei Linien und Banden ausgelassen wurden. Die Werte oberhalb von 10,0 µm sind unter Benutzung der graphisch extrapolierten spektralen Emissionsgrade (Bild 17) über das Planck-Kirchhoffsche Strahlungsgesetz (4) berechnet. In der zweiten Spalte der Tabellen steht der spektrale Emissionsgrad $\varepsilon'(\lambda)$ des Kohlebogens, der für Wellenlängen größer-gleich 0,6 µm identisch mit dem spektralen Emissionsgrad $\varepsilon(\lambda)$ des positiven Kraters ist. Für Wellenlängen kleiner als 0,6 µm ist in $\varepsilon'(\lambda)$ der Strahlungsanteil des Plasmakontinuums enthalten, wobei gilt

$$L_{e\lambda} = \varepsilon'(\lambda) 2 c_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} \qquad (22)$$

Im UV ist die spektrale Strahldichte von RW II wesentlich größer als von Noris H. Die Werte beider Kohlen nähern sich zu längeren Wellenlängen hin, bis für Wellenlängen größer als 3,5 µm Noris H intensiver wird als RW II. Der Grund für diesen Verlauf ist die höhere Temperatur von RW II, die nach dem Planckschen Gesetz eine höhere Strahldichte bedingt. Im langwelligen Bereich geht die Temperatur weniger ein, wogegen sich hier der höhere Emissionsgrad von Noris H auswirkt.

Als Hilfe für die Interpolation zwischen den angegebenen Werten sind in den Tabellen zusätzlich $\log L_{e\lambda}$ und $1/\lambda$ eingetragen. Wenn man die Wiensche Näherung des Planckschen Strahlungsgesetzes

$$L_{e\lambda} = 2 c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} \qquad (23)$$

logarithmiert, so erhält man neben dem konstanten zwei von der Wellenlänge abhängige Glieder

$$\log L_{e\lambda} = \text{const.} - 5 \log\lambda - \frac{M c_2}{\lambda T} \qquad (24)$$

Trägt man $\log L_{e\lambda}$ über $1/\lambda$ auf, so ergibt sich eine Kurve mit schwacher Krümmung, die durch das Glied $5 \log\lambda$ verursacht ist. Für die Tabellen 2 und 3 läßt sich jedoch diese Krümmung innerhalb der Fehlergrenze der Meßwerte vernachlässigen, sodaß die lineare Interpolation über die Funktion

$$\log L_{e\lambda} = f\left(\frac{1}{\lambda}\right) \qquad (25)$$

zwischen den angegebenen Wellenlängen gestattet ist. Für den langwelligen Teil des Spektrums, in dem die Wiensche Näherung nicht mehr gültig ist, wurde numerisch nachgeprüft, daß die lineare Interpolation ebenfalls zulässig ist.

Der Fehler, mit dem die spektrale Strahldichte behaftet ist, berechnet sich nach dem Planckschen Gesetz aus der Unsicherheit der Oberflächentemperatur und ist demzufolge von der Wellenlänge abhängig. Da sich die relativen Fehler der spektralen Emissionsgrade und Strahldichten nur unwesentlich voneinander unterscheiden, sind beide in einer Kurve in Bild 17 eingezeichnet.

Neben der Streuung der Strahldichtemessungen und der Reproduzierbarkeit der Einstellung bei der Verwendung verschiedener Kohleexemplare ging vor allem die Unsicherheit der Temperatur des Wolframofens ein. Dessen Temperaturschwankung von $\pm$ 4 grd setzte sich zusammen aus dem Fehler des verwendeten Literaturwertes des Platinpunktes ($\pm$ 1 grd), dem Fehler bei der Realisierung des Platinpunktes ($\pm$ 1 grd), dem Fehler des Literaturwertes von c_2 ($\pm$ 0,07 %) sowie der Unsicherheit der Wellenlängeneinstellung ($\pm$ 0,02 %), der Durchlässigkeit des rotierenden

Sektors ($\pm$ 0,3 %) und des Strahldichtevergleichs ($\pm$ 0,5 %) beim Anschluß des Wolframofens an den Pt-Punkt.

Bei der Benutzung des Niederstrom-Kohlebogens als Strahldichtenormal wird oftmals nicht die absolute spektrale Strahldichte, sondern der Quotient Q aus zwei Strahldichten bei verschiedenen Wellenlängen benötigt.

$$Q = \frac{L(\lambda_1)}{L(\lambda_2)} \qquad (26)$$

Aus dem Wienschen Gesetz ergibt sich bei der Differentiation dQ/dT

$$\frac{dQ}{Q} = \frac{c_2\, dT}{T^2}\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \qquad (27)$$

Wenn für T und dT die mittlere Oberflächentemperatur 3900 $^{\circ}$ K und deren Fehler $\pm$ 12 grd eingesetzt werden, ergibt sich für die Abweichung des Quotienten die wellenlängenabhängige Größe

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \pm 1{,}14 \cdot 10^{-2}\left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \mu m \qquad (28)$$

Eine numerische Überprüfung ergab, daß bei einer Berechnung über das Plancksche Gesetz die Abweichung $\Delta Q / Q$ gegenüber der Berechnung durch das Wiensche Gesetz auch für große Abstände $\lambda_2 - \lambda_1$ nur unwesentlich kleiner ist.

Der Fehler der Konstanten c_1, der nur in die Absolutwerte der spektralen Strahldichte eingeht, wurde nicht berücksichtigt.

Beim Vergleich mit Literaturwerten müssen die spektralen Strahldichten ähnlich wie die Temperatur in Bezug auf die alten Werte c_2 und T_{Au} , sowie für c_1 umgerechnet werden. Zusätzlich muß berücksichtigt werden, daß die Strahldichte

außer vom Kohlematerial im Gegensatz zum Emissionsgrad von den Betriebsbedingungen wie Stromstärke, Kohledurchmesser u.a. abhängt. Eine weitere Schwierigkeit erwächst dadurch, daß die in der Literatur angegebenen Stromstärken fast alle relativ auf die Zischgrenze bezogen sind, welche nach den Erfahrungen dieser Arbeit nur schlecht definiert ist. Bei einem Vergleich der spektralen Strahldichte von RW II bei der Stromstärke des Temperaturmaximums ergab sich im Spektralbereich 0,26 bis 0,6 µm eine maximale Abweichung von 5 % zu den Werten von Mehltretter [15], der Kohle der gleichen Sorte untersucht hatte. Weiterhin zeigte sich Übereinstimmung von ± 7 % mit den folgenden Autoren in den von diesen untersuchten Spektralbereichen, wobei sich deren Angaben auf verschiedene Spektralkohlen in der Nähe der Zischgrenze beziehen: Packer u. Lock [9] 0,25 bis 0,75 µm, Null u. Lozier [14] 0,3 bis 4 µm. Wenn man aus den Werten des spektralen Emissionsgrades von RW II und der dazu angegebenen Temperatur von 4000 $^{\circ}$ K nach Euler [38] über das Kirchhoff-Plancksche Gesetz (4) die spektrale Strahldichte berechnet, erhält man Werte, die bei der Wellenlänge 0,7 µm mit dem Ergebnis dieser Arbeit übereinstimmen, sonst jedoch sowohl in ihrer Absoluthöhe als auch im spektralen Verlauf stark abweichen. Dagegen stimmt der spektrale Verlauf bei den anderen zitierten Autoren recht gut mit den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit überein. Die von Euler angegebene Temperatur wurde für Graphitkohlen im Konstanzgebiet ermittelt. Es geht aus der Arbeit [38] jedoch nicht eindeutig hervor, ob sie auch für die Rußkohle RW II Gültigkeit besitzt.

Aus den eben angeführten Betrachtungen kann gefolgert werden, daß prinzipielle Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen von Packer u. Lock, Null u. Lozier, Mehltretter und dieser Arbeit besteht, daß jedoch bei einer Verwendung der Strahldichtedaten die angegebenen Parameter Stromstärke, Brennstellung, Kohlesorte und Kohledurchmesser unbedingt berücksichtigt werden müssen. Bei Arbeiten

im UV muß neben der starken Strahldichteabhängigkeit von der Temperatur vor allem beachtet werden, daß hier die Brennstellung infolge der hohen Intensität des vorgelagerten Plasmas von großem Einfluß ist.

G. Der Niederstrom-Kohlebogen und die Internationale Temperaturskale

Zur Realisierung der thermodynamischen Temperaturskale wurde 1927 von der Internationalen Generalkonferenz für Maß und Gewicht in Paris die Internationale Temperaturskale aufgestellt, die seitdem von einem Komitee beim Bureau International des Poids et Mesures überwacht wird. Die Skale besteht aus einer Reihe von Zahlenwerten für natürliche Temperatur-Fixpunkte, die unter möglichst exakten thermodynamischen Bedingungen mit dem Gasthermometer gemessen wurden, sowie Meßvorschriften zur Überbrükkung der zwischen den Fixpunkten liegenden Temperaturgebiete. Oberhalb von 1063 ^{o} C beginnt die Strahlungstemperaturskale, die sich auf die Strahlung des Schwarzen Körpers bezieht und im Temperaturbereich bis 1552 ^{o} C mit der Gasthermometerskale überlappt [39,40].

Tabelle

Fundamentalpunkte und primäre Fixpunkte beim Normdruck von 1013250 dyn/cm^2 (aus [40])

a) Gleichgewichtstemperatur zwischen flüssigem Sauerstoff und seinem Dampf (Sauerstoffpunkt) - 182,970 ^{o} C

b) Gleichgewichtstemperatur zwischen Eis und luftgesättigtem Wasser (Eispunkt) (Fundamentalpunkt) 0 ^{o} C

c) Gleichgewichtstemperatur zwischen flüssigem Wasser und seinem Dampf (Dampfpunkt) (Fundamentalpunkt) 100 ^{o} C

d) Gleichgewichtstemperatur zwischen flüssigem Schwefel und seinem Dampf (Schwefelpunkt) 444,600 ^{o} C

e) Gleichgewichtstemperatur zwischen festem und flüs-

sigen Silber (Silberpunkt) 960,8 ° C

f) Gleichgewichtstemperatur zwischen festem und flüssigen Gold (Goldpunkt) 1063,0 ° C

Sekundäre Fixpunkte der Strahlungstemperaturskale

Erstarrungspunkt des Kupfers in reduzierender Atmosphäre	1083 ° C
Erstarrungspunkt des Nickels	1453 ° C
Erstarrungspunkt des Kobalts	1492 ° C
Erstarrungspunkt des Palladiums	1552 ° C
Erstarrungspunkt des Platins	1769 ° C
Erstarrungspunkt des Thoriums	1960 ° C
Erstarrungspunkt des Iridiums	2443 ° C
Erstarrungspunkt des Wolframs	3380 ° C

Nach der Vereinbarung von 1927 wurde das Wiensche Strahlungsgesetz zur Grundlage der Strahlungstemperaturskale. Für die Konstante c_2, die theoretisch gleich $c \cdot h/k$ ist, wurde der Wert 1,432 cm·grd festgesetzt. Nach der Revision der Skale 1948 wurde anstelle des Wienschen das Plancksche Gesetz und für c_2 der aus neuen Messungen von c,h und k hervorgegangene Zahlenwert 1,438 vorgeschrieben.

Da die gasthermometrische Temperaturmessung aus Materialgründen beim Palladiumpunkt bereits sehr ungenau ist, stellt der Goldpunkt als Verbindungspunkt den wichtigsten Fixpunkt der Strahlungstemperaturskale dar. Die sekundären Fixpunkte wurden daher durch pyrometrische Vergleiche mit dem Goldpunkt bestimmt, wobei dem Platinpunkt die höchste Genauigkeit zukommt. Die Unsicherheit des Iridiumspunktes ist wesentlich größer, während für den Wolframpunkt nur ein annähernder Wert existiert, da bei dieser Temperatur die Realisierung eines Schwarzen Körpers auf große Schwierigkeiten stößt [41]. Aus diesem Grund wäre die Einführung des Niederstrom-Kohlebogens, dessen Temperatur bei leichter Realisierbarkeit recht genau bekannt ist, als weiterer Fixpunkt der Strahlungstemperaturskale

zu empfehlen.

Bei der Angabe der Temperatur- und Strahldichtewerte eines Temperaturstrahlers ist es unbedingt notwendig, die Zahlenwerte des bei der Messung benutzten Fixpunktes sowie der Konstanten des Planckschen Gesetzes mit anzugeben. In dieser Arbeit wurden unabhängig vom derzeitigen Stand der Internationalen Temperaturskale die Werte verwendet, die den neuesten Meßergebnissen entsprechen. Für die Konstanten ergaben sich nach [42]:

$$c_1 = 5{,}954 \cdot 10^{-13} \text{ W cm}^2 \text{ sr}^{-1}$$

$$c_2 = 1{,}439 \text{ cm grd}$$

Dem Zahlenwert des Platinschmelzpunktes liegt der Mittelwert sehr genauer Messungen einer Reihe von Staatsinstituten zugrunde, die ihn mit dem Goldpunkt verglichen haben [33,34]. Für die vorliegende Arbeit wurde jedoch abweichend von den damaligen Berechnungen für den Goldpunkt die Temperatur 1064,48 $^{\circ}$ C nach Moser, Otto und Thomas [43] eingesetzt, wonach sich ergab:

$$T_{Pt} = 2044{,}9 \ ^{\circ} \text{K}$$

Da es durchaus möglich ist, daß sich diese Daten in der Zukunft infolge besserer Fundamentalbestimmungen ändern können, soll an dieser Stelle ein einfaches Verfahren zur Umrechnung der spektralen Strahldichte in Bezug auf andere Zahlenwerte gegeben werden:

Die Konstante c_1 geht in Gleichung (4) als linearer Faktor ein und kann daher im Fall einer Änderung leicht berücksichtigt werden. Eine Änderung von c_2 und T_{Pt} würde dagegen sowohl den Anschluß des Wolframofens an den Platinpunkt als auch den Anschluß der Bogenlampe an den Wolframofen beeinflussen und eine wellenlängenabhängige Verschiebung hervorrufen. Bei der Rechnung erweist es sich als günstig, die Änderung des Quotienten $a = T_{Pt} / c_2$ anstelle der einzelnen Größen zu betrachten.

Für den Anschluß des Wolframofens an den Platinpunkt bei der Wellenlänge $\lambda = 0{,}5\ \mu m$ wurde das Wiensche Gesetz benutzt. Das Verhältnis der spektralen Strahldichte des Schwarzen Körpers beim Platinpunkt und des Wolframofens ist

$$\frac{L_{e\lambda}(T_{Pt})}{L_{e\lambda}(T_{Wo})} = D_s = e^{\frac{1}{\lambda_1}\left(\frac{c_2}{T_{Wo}} - \frac{c_2}{T_{Pt}}\right)}$$

D_s = Durchlässigkeit des rot. Sektors

$$\lambda_1 \ln D_s = \frac{c_2}{T_{Wo}} - \frac{c_2}{T_{Pt}}$$

$$\frac{c_2}{T_{Wo}} = \frac{c_2}{T_{Pt}} + \lambda_1 \ln D_S$$

$$= \frac{1}{a} + b$$

$$a = \frac{T_{Pt}}{c_2}$$

$$b = \lambda_1 \ln D_S = \text{const.}$$

$T_{Wo} \approx 2\,900\,°K$

Der Vergleich der spektralen Strahldichten des Kohlebogens und des Wolframofens wurde über das Plancksche Gesetz ausgewertet. Mit D wird der Quotient spektrale Strahldichte des Wolframofens / spektrale Strahldichte des Kohlebogens bezeichnet.

$$L_{e\lambda} = \frac{2c_1}{D}\lambda^{-5}\left(e^{\frac{c_2}{T_{Wo}}\frac{1}{\lambda}} - 1\right)^{-1}$$

$$= \frac{2c_1}{D}\lambda^{-5}\left(e^{\frac{1}{\lambda}\left(\frac{1}{a}+b\right)} - 1\right)^{-1} \qquad (29)$$

$$\frac{dL_{e\lambda}}{da} = L_{e\lambda}\,\frac{1}{a^2\lambda}\,\frac{e^{\frac{1}{\lambda}\left(\frac{1}{a}+b\right)}}{e^{\frac{1}{\lambda}\left(\frac{1}{a}+b\right)} - 1}$$

Da auf Grund der bisherigen Entwicklungen [39] nicht angenommen werden kann, daß sich der Quotient a in Zukunft stärker ändern wird als um 1 %, gilt für die Änderung der spektralen Strahldichte des Kohlebogens in Abhängigkeit von einer Änderung von $a = T_{Pt} / c_2$

$$\frac{\Delta L_{e\lambda}}{L_{e\lambda}} = \frac{\Delta a}{a} \cdot C(\lambda) \qquad \text{mit}$$

$$C(\lambda) = \frac{1}{a\lambda} \frac{e^{\frac{1}{\lambda}(\frac{1}{a}+b)}}{e^{\frac{1}{\lambda}(\frac{1}{a}+b)} - 1}$$

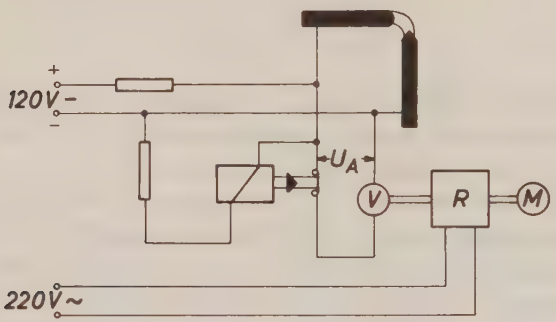
Die Größe C (λ) wurde unter Benutzung der in dieser Arbeit verwendeten Werte, insbesondere mit a = 1421,1 cm^{-1}, berechnet und ist in Tabelle 4 dargestellt.
Beispiel: Bezieht man die Berechnung auf einen Zahlenwert des Platinpunktes T_{Pt} = 2055,3 ° K und auf c_2 = 1,432 cm grd, so wird a = 1435,3 cm^{-1} und der Quotient $\Delta a/a$ = 0,01. Unter Benutzung von Tabelle 4 erhöht sich die spektrale Strahldichte bei der Wellenlänge 0,7 µm um den Betrag

$$\Delta L_{e\lambda} = L_{e\lambda} \cdot 0{,}101 \approx L_{e\lambda} \cdot 0{,}1$$

H. Betrieb des Niederstrom-Kohlebogens

Bei den beschriebenen Messungen wurde eine Bogenlampe der Fa. Spindler & Hoyer mit einem Vorwiderstand von 6,5 Ω benutzt. Zur Erhaltung einer konstanten Stromstärke diente ein Steuergerät (Bild 21), das den Kohlevorschub mit einem kleinen Motor M in Abhängigkeit von der Elektrodenspannung U_A = 70 V steuerte und als wesentlichstes Bauelement ein Kontaktvoltmeter V mit einem Schaltrelais R enthielt. Das Kontaktvoltmeter hatte einen maximalen Bereich von 80 V und regelte zwischen zwei einstellbaren Kontak-

ten im Abstand von 0,3 V. Das in Bild 21 zusätzlich eingezeichnete Relais hatte die Aufgabe, die Stromzufuhr zum Kontaktvoltmeter zu unterbrechen, falls die Bogenentladung unterbrochen wurde und die volle Spannung von 120 V anlag. Wie oben bereits erwähnt, wurden zur Erreichung einer besseren zeitlichen Konstanz als Kathoden Dochtkohlen verwendet. Vergleichende Messungen mit dünnen Homogen- und Graphitkohlen ergaben eine wesentlich schlechtere Konstanz, sodaß die Anwesenheit von störenden Linien des Dochtmaterials (Tab. 1) als kleineres Übel in Kauf genommen wurde.



Bogenlampen-Steuerung

Bild 21. Schaltskizze der Bogenlampen-Steuerung.

Nach dem Einsetzen neuer Kohlen wurde je nach der Form der Enden von Anode und Kathode 5 bis 10 Minuten gewartet, bis der Bogen die nötige Konstanz erreicht hatte. Dann brannten die Kohlen in der im Bild 4 gezeigten Stellung gleichmäßig ab, da das Getriebe der Bogenlampe den verwendeten Elektrodendurchmessern angepaßt war (Anode 6 bis 6,5 mm Ø, Kathode 7 mm Ø). Nur gelegentlich mußte die Höhe der Kathode etwas nachgestellt werden, um individuelle Ungleichmäßigkeiten der Kohlen auszugleichen. Die eingestellte Stromstärke 7,3 A betrug bei der Anode RW II 85 % und bei Noris H 93 % der Stromstärke an der Stelle

maximaler Temperatur, bzw. Strahldichte.

In der vorliegenden Arbeit wurde Batteriegleichstrom verwendet. Nach Feststellungen von Euler [38]und Mehltretter [15] erniedrigt sich die Temperatur des positiven Kraters bei Verwendung von welligem Gleichrichterstrom. Die spektrale Strahldichte bei der Stromstärke 7,3 A ist aus den Tabellen 2 bzw. 3 zu entnehmen, wobei anhand von Tabelle 1 nachzuprüfen ist, ob sich in dem zu messenden Spektralbereich keine störenden Linien oder Banden befinden. Wird der Kohlebogen bei einer anderen Stromstärke betrieben, so ist unter Benutzung der entsprechenden Oberflächentemperatur (Bild 19) und des spektralen Emissionsgrades (Tabelle 2 bzw. 3) die spektrale Strahldichte nach Gleichung (22) zu berechnen. Gleichung (22) gilt exakt für Wellenlängen größer-gleich 0,6 µm, jedoch nur angenähert für Wellenlängen kleiner als 0,6 µm, da der von der Schichtdicke unabhängige spektrale Emissionsgrad nur für den positiven Krater definiert ist, nicht aber für das optisch dünne Plasma. Wenn daher der Kohlebogen bei einer anderen Stromstärke als 7,3 A betrieben wird, ändert sich mit der Kohlestellung auch die Dicke des vorgelagerten Plasmas, sodaß $\varepsilon'(\lambda)$ vor allem bei kurzen Wellen (vergl. Kap. E 4) einen etwas anderen Wert annehmen wird.

Zusammenfassung

Es wird gezeigt, daß die Anode (positiver Krater) des Niederstrom-Kohlebogens als Strahlungs- und Temperaturnormal geeignet ist, da ihre Oberflächentemperatur nur geringfügig von der Stromstärke abhängt. Für zwei Kohlesorten wurde zunächst durch Reflexionsmessungen in der Ulbrichtschen Kugel sowie mit einem Neodym-Laser der spektrale Emissionsgrad bei der Wellenlänge 1,06 µm bestimmt. Dann wurde durch Vergleich mit der Strahlung eines Schwarzen Körpers aus Wolfram bei der Temperatur 2900 ^{o} K die spektrale Strahldichte im Spektralgebiet 0,25 bis 10,0 µm gemessen. Aus beiden Meßergebnissen konnte über das Kirchhoff-Plancksche Strahlungsgesetz der spektrale Emissionsgrad für das genannte Spektralgebiet sowie die Oberflächentemperatur berechnet werden. Bei den Messungen war der Einfluß der Strahlung des der Anode vorgelagerten Bogenplasmas zu berücksichtigen. Aus Strahldichtemessungen bei einer Wellenlänge wurde die Änderung der Oberflächentemperatur der Anode in Abhängigkeit von der Stromstärke und vom Luftdruck erhalten.

Die spektralen Emissionsgrade der beiden untersuchten Kohlen unterscheiden sich nur wenig und nehmen Werte zwischen 0,52 und 0,94 an. Die Anodentemperaturen steigen mit der Stromstärke an, erreichen ein Maximum und fallen bis zur Zischgrenze wieder ab. Die spektralen Strahldichten und Emissionsgrade sind in Tabellen niedergelegt. Ein Vergleich mit der Literatur zeigt prinzipielle Übereinstimmung mit Werten der spektralen Strahldichte einer Reihe anderer Autoren. Die eigenen Meßfehler werden ausführlich diskutiert.

Vorbemerkungen zu den Tabellen

Tabelle 1: Aufstellung aller Linien und Banden, die sich bei der Beobachtung in Normalenrichtung des positiven Kraters meßbar aus dem Kontinuum herausheben. Als Maß für die Intensität sind die Linien in Klassen aufgeteilt, denen gewisse Prozent-Bereiche entsprechen. Zum Beispiel bedeutet Klasse 1, daß die dazugehörige Linie eine relative Intensität von 101 bis 105 hat im Vergleich zu der relativen Intensität des Kontinuums an dieser Stelle von 100. Die beiden Na-Linien zeigen Linienumkehr. Die Intensität an diesen Stellen ist also kleiner als die des Kontinuums.

Klasse 1 entspricht 1 bis 5 %
Klasse 2 entspricht 5 bis 20 %
Klasse 3 entspricht 20 bis 100 %
Klasse 4 entspricht mehr als 100 %
Klasse 5 entspricht vielfaches von 100 %

Die Linien und Banden sind laufend durchnumeriert. Die Einheit der Wellenlänge λ in der zweiten Spalte ist μm.

Tabelle 2 und 3: Spektraler-Emissionsgrad und spektrale Strahldichte des Niederstrom-Kohlebogens bei der Stromstärke 7,3 A und der Elektrodenspannung 70 V mit Anoden aus Material RW II (6,35 mm Ø) bzw. Noris H (6mm Ø). Die Kathode besteht in beiden Fällen aus Material Noris D (7 mm Ø). Die spektrale Strahldichte wurde direkt durch Vergleich mit der Strahlung eines Schwarzen Körpers gemessen.

Bezeichnungen:

λ Wellenlänge in μm

$\varepsilon(\lambda)$ Spektraler Emissionsgrad, bezogen auf die Strahlung des positiven Kraters und des Plasmakontinuums (vergl. Kap. F 3, Gleich. (22)).

$L_{e\lambda}$ Spektrale Strahldichte in W cm^{-3} sr^{-1}
Schreibweise: .403e+05 bedeutet $0{,}403 \cdot 10^{5}$

$\log L_{e\lambda}$ Dekadischer Logarithmus von $L_{e\lambda}$

$1/\lambda$ Reziproke Wellenlänge in μm^{-1}

Beispiel aus Tabelle 2: Die Information der 1. Zeile lautet: Wellenlänge = 0,25 µm; spektraler Emissionsgrad, bezogen auf positiven Krater und Plasmakontinuum = 0,770; spektrale Strahldichte von positiven Krater plus Plasmakontinuum = $0,403 \cdot 10^5$ W cm^{-3} sr^{-1}.

Tabelle 4: Faktor C (λ) zur Berechnung des Einflusses einer Änderung von T_{Pt} / c_2 auf die spektrale Strahldichte (vergl. Kap. G). Wellenlänge λ in µm, Faktor C (λ) dimensionslos, bezogen auf $T_{Pt} / c_2 = 1421,1$ cm^{-1}.

Tabelle 1,Linien und Banden im Spektrum des Niederstrom-Kohlebogens

Nr.	λ	Klasse	Herkunft
1	0.5896	-2	Na-D1
2	0.5890	-2	Na-D2
3	0.5635	1	C2,SWAN Bande 563.5 nm
4	0.5165	2	" " " 516.5 nm
5	0.5129	1	" " " 516.5 nm,Teilbande
6	0.4737	1	" " " 473.7 nm
7	0.4715	1	" " " 473.7 nm,Teilbande
8	0.4697	1	" " " 473.7 nm, "
9	0.4684	1	" " " 473.7 nm, "
10	0.4678	1	" " " 473.7 nm, "
11	0.4606	1	CN Bande 460.6 nm,
12	0.4578	1	" " 460.6 nm,Teilbande
13	0.4553	1	" " 460.6 nm, "
14	0.4532	1	" " 460.6 nm, "
15	0.4515	1	" " 460.6 nm, "
16	0.4216		
bis	0.4100	3	CN Bande 421.6 nm
17	0.3883		
bis	0.3800	5	CN Bande 388.3 nm
18	0.3590	4	CN Bande 359.0 nm
19	0.3586	4	" " 359.0 nm,Teilbande
20	0.3584	4	" " 359.0 nm, "
21	0.2882	3	Si
22	0.2631	2	Fe
23	0.2598	2	Fe

Tabelle 1 ,Fortsetzung

Nr.	λ	Klasse	Herkunft
24	0.2529	5	Si
25	0.2524	5	Si
26	0.2519	5	Si
27	0.2516	5	Si
28	0.2514	5	Si
29	0.2506	5	Si
30	0.2498	5	B
31	0.2497	5	B
32	0.2479	5	C
33	0.2373	1	Al
34	0.2367	1	Al
35	0.2320	3	Fe

Manchmal erscheinen:

0.3968	Ca
0.3962	Al
0.3944	Al

Tabelle 2 , Anode RW II, Spektraler Emissionsgrad und Strahldichte bei der Stromstaerke 7,3 A

λ	$\varepsilon'(\lambda)$	$L_{e\lambda}$	$\log L_{e\lambda}$	$1/\lambda$
.25	.770	.403e+05	4.6049	4.00000
.26	.704	.532e+05	4.7258	3.84615
.27	.671	.708e+05	4.8497	3.70370
.28	.668	.954e+05	4.9794	3.57143
.29	.671	.126e+06	5.1012	3.44828
.30	.676	.164e+06	5.2137	3.33333
.32	.699	.263e+06	5.4198	3.12500
.34	.720	.392e+06	5.5936	2.94118
.36	.737	.549e+06	5.7398	2.77778
.40	.764	.931e+06	5.9688	2.50000
.44	.780	.136e+07	6.1327	2.27273
.46	.788	.158e+07	6.1980	2.17391
.48	.796	.180e+07	6.2542	2.08333
.50	.803	.201e+07	6.3021	2.00000
.52	.809	.220e+07	6.3427	1.92308
.54	.815	.239e+07	6.3774	1.85185
.56	.820	.255e+07	6.4065	1.78571
.58	.824	.270e+07	6.4306	1.72414
.60	.830	.283e+07	6.4518	1.66667
.62	.835	.295e+07	6.4691	1.61290
.64	.840	.304e+07	6.4832	1.56250
.66	.845	.312e+07	6.4946	1.51515
.68	.849	.319e+07	6.5030	1.47059
.70	.852	.323e+07	6.5089	1.42857
.72	.856	.326e+07	6.5132	1.38889
.74	.859	.328e+07	6.5154	1.35135
.76	.863	.329e+07	6.5166	1.31579
.78	.865	.328e+07	6.5153	1.28205
.80	.868	.326e+07	6.5134	1.25000
.85	.874	.319e+07	6.5032	1.17647
.90	.879	.307e+07	6.4872	1.11111
.95	.883	.293e+07	6.4667	1.05263
1.00	.887	.277e+07	6.4430	1.00000

Tabelle 2 ,Fortsetzung

λ	$\varepsilon'(\lambda)$	$L_{e\lambda}$	$\log L_{e\lambda}$	$1/\lambda$
1.10	.894	.245e+07	6.3887	.90909
1.20	.900	.213e+07	6.3285	.83333
1.30	.904	.184e+07	6.2643	.76923
1.40	.909	.158e+07	6.1995	.71429
1.50	.913	.136e+07	6.1339	.66667
1.60	.917	.117e+07	6.0689	.62500
1.70	.920	.101e+07	6.0043	.58824
1.80	.923	.873e+06	5.9409	.55556
1.90	.926	.757e+06	5.8789	.52632
2.00	.929	.658e+06	5.8184	.50000
2.20	.931	.501e+06	5.7000	.45455
2.40	.932	.387e+06	5.5871	.41667
2.60	.932	.302e+06	5.4796	.38462
2.80	.931	.238e+06	5.3771	.35714
3.00	.929	.190e+06	5.2791	.33333
3.50	.922	.113e+06	5.0530	.28571
4.00	.914	.708e+05	4.8502	.25000
4.50	.907	.465e+05	4.6676	.22222
5.00	.901	.317e+05	4.5016	.20000
5.50	.895	.224e+05	4.3493	.18182
6.00	.890	.162e+05	4.2090	.16667
6.50	.885	.120e+05	4.0787	.15385
7.00	.880	.906e+04	3.9571	.14286
8.00	.871	.545e+04	3.7360	.12500
9.00	.863	.346e+04	3.5392	.11111
10.00	.856	.230e+04	3.3621	.10000
11.00	.849	.159e+04	3.2006	.09090
12.00	.842	.113e+04	3.0522	.08333
13.00	.836	.823e+03	2.9154	.07692
14.00	.830	.614e+03	2.7881	.07142
15.00	.825	.467e+03	2.6696	.06666

Tabelle 3 , Anode NORIS H, Spektraler Emissionsgrad und Strahldichte bei der Stromstaerke 7,3 A

λ	$\varepsilon(\lambda)$	$L_{e\lambda}$	$\log L_{e\lambda}$	$1/\lambda$
.25	.690	.325e+05	4.5112	4.00000
.26	.634	.433e+05	4.6360	3.84615
.27	.614	.587e+05	4.7685	3.70370
.28	.619	.804e+05	4.9051	3.57143
.29	.628	.108e+06	5.0327	3.44828
.30	.640	.142e+06	5.1516	3.33333
.32	.662	.229e+06	5.3602	3.12500
.34	.681	.343e+06	5.5356	2.94118
.36	.698	.483e+06	5.6842	2.77778
.40	.736	.839e+06	5.9238	2.50000
.44	.750	.123e+07	6.0895	2.27273
.46	.761	.144e+07	6.1578	2.17391
.48	.771	.165e+07	6.2163	2.08333
.50	.780	.185e+07	6.2664	2.00000
.52	.790	.204e+07	6.3102	1.92308
.54	.798	.222e+07	6.3469	1.85185
.56	.804	.238e+07	6.3774	1.78571
.58	.809	.253e+07	6.4028	1.72414
.60	.815	.266e+07	6.4247	1.66667
.62	.821	.277e+07	6.4431	1.61290
.64	.826	.287e+07	6.4578	1.56250
.66	.830	.295e+07	6.4693	1.51515
.68	.835	.301e+07	6.4788	1.47059
.70	.838	.306e+07	6.4851	1.42857
.72	.842	.309e+07	6.4900	1.38889
.74	.845	.311e+07	6.4926	1.35135
.76	.848	.312e+07	6.4937	1.31579
.78	.851	.311e+07	6.4934	1.28205
.80	.854	.310e+07	6.4918	1.25000
.85	.862	.304e+07	6.4834	1.17647
.90	.869	.295e+07	6.4692	1.11111
.95	.875	.282e+07	6.4503	1.05263
1.00	.881	.268e+07	6.4283	1.00000

Tabelle 3 , Fortsetzung

λ	$\varepsilon'(\lambda)$	$L_{e\lambda}$	$\log L_{e\lambda}$	$1/\lambda$
1.10	.890	.238e+07	6.3759	.90909
1.20	.897	.207e+07	6.3169	.83333
1.30	.903	.180e+07	6.2545	.76923
1.40	.909	.155e+07	6.1906	.71429
1.50	.913	.134e+07	6.1255	.66667
1.60	.917	.115e+07	6.0609	.62500
1.70	.920	.992e+06	5.9966	.58824
1.80	.923	.858e+06	5.9336	.55556
1.90	.925	.744e+06	5.8714	.52632
2.00	.927	.647e+06	5.8106	.50000
2.20	.930	.493e+06	5.6930	.45455
2.40	.932	.381e+06	5.5810	.41667
2.60	.933	.298e+06	5.4742	.38462
2.80	.934	.236e+06	5.3729	.35714
3.00	.935	.189e+06	5.2765	.33333
3.50	.934	.113e+06	5.0535	.28571
4.00	.931	.714e+05	4.8535	.25000
4.50	.928	.471e+05	4.6729	.22222
5.00	.924	.322e+05	4.5081	.20000
5.50	.920	.228e+05	4.3569	.18182
6.00	.916	.165e+05	4.2173	.16667
6.50	.911	.122e+05	4.0872	.15385
7.00	.907	.925e+04	3.9662	.14286
8.00	.898	.556e+04	3.7454	.12500
9.00	.890	.354e+04	3.5488	.11111
10.00	.883	.235e+04	3.3718	.10000
11.00	.875	.162e+04	3.2100	.09090
12.00	.867	.115e+04	3.0613	.08333
13.00	.860	.840e+03	2.9241	.07692
14.00	.852	.625e+03	2.7959	.07142
15.00	.846	.475e+03	2.6770	.06666

Tabelle 4 zur Korrektur der Spektralen Strahldichte

λ	C(λ)	λ	C(λ)
0.25	28.2	1.0	7.09
0.26	27.1	1.1	6.47
0.27	26.1	1.2	5.96
0.28	25.1	1.3	5.54
0.29	24.3	1.4	5.18
0.30	23.5	1.5	4.87
0.32	22.0	1.6	4.61
0.34	20.7	1.7	4.38
0.36	19.6	1.8	4.18
0.40	17.6	1.9	4.00
0.44	16.0	2.0	3.84
0.46	15.3	2.2	3.58
0.48	14.7	2.4	3.36
0.50	14.1	2.6	3.18
0.52	13.5	2.8	3.03
0.54	13.0	3.0	2.90
0.56	12.6	3.5	2.66
0.58	12.1	4.0	2.48
0.60	11.7	4.5	2.34
0.62	11.4	5.0	2.24
0.64	11.0	5.5	2.16
0.66	10.7	6.0	2.09
0.68	10.4	6.5	2.03
0.70	10.1	7.0	1.98
0.72	9.78	8.0	1.91
0.74	9.52	9.0	1.85
0.76	9.27	10.0	1.80
0.78	9.04	11.0	1.77
0.80	8.81	12.0	1.73
0.85	8.30	13.0	1.71
0.90	7.85	14.0	1.69
0.95	7.45	15.0	1.67

Literaturverzeichnis

[1] Finkelnburg,W.:Hochstromkohleboegen,Springer Berlin 1948

[2] Steinle H.· Zs.angew.Mineralogie 2 ,28 - 64 (1939)

[3] Huldt L.: Eine spektroskopische Untersuchung des elektrischen Lichtbogens,Uppsala 1948 , S. 14 f.

[4] Hoecker K.H. u. W.Finkelnburg: Zs.Naturforschung 1 , 305 - 310 (1946)

[5] Joos G.: Lehrbuch der Theoretischen Physik,Leipzig 1954,S.387

[6] McPherson,H.G.:J.Opt.Soc.Amer. 30,189 - 194 (1940)

[7] haney,N.K.,V.C.Hamister and S.W.Glass:Trans.Electrochem.Soc. 67,107 - 150 (1935)

[8] Krygsman,C.:Physica,5,918 - 928 (1938)

[9] Packer,D.M AND Ch.Lock: J.Opt.Soc.Amer. 42,879 - 880 (1952)

[10] Euler,J.:Ann. Phys. 11,203 - 224 (1953)

[11] Euler,J.:Ann. Phys. 14,145 - 173 (1954)

[12] Euler,J.: Zs.angew.Physik 5 ,64 - 69 (1953)

[13] Roessler,R.: Ann.Physik 34 ,1 (1939)

[14] Null,M.R. and Lozier,W.W.:J.Opt.Soc.Amer. 52, 1156 - 1162 (1962)

[15] Mehltretter,J.P.: Absolute Spektralphotometrie im UV zwischen 2 000 und 3 000 AE. Dissertation Heidelberg 1962

[16] Null,M.R. and Lozier,W.W.: J.Appl.Phys. 29,1605 (1958)

[17] Goeing,W.:Z.Phys. 131,603 (1952)

[18] Johnson,F.S.:J.Opt.Soc.Amer. 46,101 - 103 (1956)

[19] Kranz,E.: Monatsb.Deutsch.Ak.Wiss. 8,470 - 480 (1962)

[20] Kranz,E.: Exp.Techn.d.Phys. 6,399 - 406 (1963)

[21] Johnson,R.C.: Phil.Transact.Royal Soc.London 226,157 (1927)

[22] Newman,F.H.: Phil.Mag. 28,544 - 547 (1939)

[23] Kratzer,A.: Ann.Phys. 67,127 - 153 (1922)

[24] De Vos,J.C.: Physica 20,669 - 689,690 - 714 (1954)

[25] Tingwaldt,C.P.: Optik 9,323 - 332 (1952)

[26] Snitzer,E.: Phys.Rev.Lett. 7,444 - 446 (1961)

[27] Hoffmann,F. und Willenberg,H.: Phys.Zs. 35,25 (1934)

[28] Hahn,D.,Magdeburg,H. und Schley,U.: Farbe 9,17 - 30 (1960)

[29] Magdeburg,H.:Z.Instr. 72,205 - 209 (1964)

[30] Bauer,G.: Optik 18,603 - 618 (1961)

[31] Sieber,W.:Z.techn.Phys. 22,130 (1941)

[32] Hild,K.: Mitt.K W.Inst.Eisenforsch. 14,59 (1932)

[33] Stille,U.: Messen und Rechnen in der Physik,Braunschweig 1955 , S.296

[34] Hoffmann,F. und C.Tingwaldt: Phys.Z. 35,434 (1934)

[35] Lochte-Holtgreven,W. u. H.Maecker: Z.Phys. 105,1 - 15 (1937)

[36] Lummer,O.: Verfluessigung der Kohle,Friedrich Vieweg, Braunschweig 1914,S.127

[37] Gubareff,G.G.,J.E.Janssen u. R.H.Torborg: Thermal Radiation Properties Survey , Honeywell Res.Center, Minneapolis 1960

[38] Euler J.: Sitz. Ber.Heidelberger Ak.Wiss.,Math.-Nat.Klasse, Symposium ueber Probleme der Spektralphotometrie 1957,S.413 - 427

[39] Hoffmann,F. u. U.Schley: Sitz. Ber.Heidelberger Ak.Wiss., Math.-Nat.Klasse,Symposium ueber Probleme der Spektralphotometrie 1957,S.371 - 382

[40] Stille,U.: Messen und Rechnen in der Physik,Braunschweig 1955 , S.102 u.103

[41] Landolt Boernstein,Band IV , Technik,2.Teil b , S.146 u.586

[42] Moser,H.,U.Stille und C.Tingwaldt : Optik,14,291 - 302 (1957)

[43] Moser H.,J.Otto,W.Thomas: Z.Phys. 175,327 - 336 (1963)

Die Arbeit wurde im Institut Berlin der Physikalisch Technischen Bundesanstalt durchgeführt. Dem Institut und vor allem Herrn Prof. Dr. D. Hahn sei an dieser Stelle für die freundliche Unterstützung und Förderung der Arbeit gedankt, ebenso Herrn Prof. Dr. W. Stein für die Betreuung seitens der Universität. Viele wertvolle Anregungen verdankt die Arbeit Herrn Dr. Ing. U. Schley.

Lebenslauf

Am 19. März 1932 wurde ich als Sohn des Mühlenpächters Paul Magdeburg und dessen Ehefrau Cornelia, geb. Kühn, in Weimar geboren.

Ich besuchte die Schule in Mertendorf, Altenburg und Naumburg, wo ich 1950 nach dem zwölften Schuljahr die Reifeprüfung ablegte. Nach einer nicht abgeschlossenen Lehre als Feinoptiker begann ich im Sommersemester 1953 das Studium der Physik an der Freien Universität Berlin, das ich im Dezember 1959 mit der Diplomprüfung abschloss.

Ab Januar 1960 war ich als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Institut Berlin der Physikalisch Technischen Bundesanstalt tätig, wo ich vorwiegend Aufgaben aus dem Gebiet der Spektralphotometrie und optischen Temperaturmessung durchführte. Seit April 1961 gehöre ich diesem Institut als wissenschaftlicher Angestellter an.